Numéro d'ordre : 1708

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD - CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

par

A. GONIDEC

ETUDE DES EFFETS DE SPIN DANS LES REACTIONS INCLUSIVES $\pi^{\pm} p\uparrow \rightarrow \pi^{\pm} X$ ET $pp\uparrow \rightarrow pX$ A 8 GeV/c, DANS LA REGION DE FRAGMENTATION DU PROJECTILE

SOUTENUE LE 29 JUIN 1976 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. R. NATAF *Président*

J.C. BIZOT *Examinateurs*
K. KURODA
A. MICHALOWICZ
S. NOUROUCHEV
J. SOFFER
M. VIVARGENT

1976

ORGANISATION EUROPEENNE POUR LA RECHERCHE NUCLEAIRE

Rapport interne NP 76-15
25 août 1976

ETUDE DES EFFETS DE SPIN DANS LES REACTIONS INCLUSIVES $\pi^{\pm} p\uparrow \rightarrow \pi^{\pm} X$ ET $pp\uparrow \rightarrow pX$ A 8 GeV/c, DANS LA REGION DE FRAGMENTATION DU PROJECTILE

A. Gonidec

Ce rapport a fait l'objet d'une thèse de doctorat soutenue le 29 juin 1976 à l'Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

		Page
INTRODUCTION		1
1.	QUELQUES NOTIONS SUR LES REACTIONS INCLUSIVES	3
	1.1 Qu'est-ce qu'une réaction inclusive?	3
	1.2 Que peut-on apprendre?	3
	1.3 Quelques définitions	5
	1.4 Le théorème optique généralisé	7
	1.5 Que nous apporte l'étude des effets de spin?	10
	1.6 Que peut-on prédire sur les effets de spin?	12
2.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	14
	2.1 Principe de la mesure	14
	2.2 Choix du dispositif expérimental	16
	2.3 Caractéristiques du faisceau	16
	2.4 La cible de protons polarisés	17
	2.5 Le signal de déclenchement	17
	2.6 Les hodoscopes - Le signal candidat	18
	2.7 Les compteurs Čerenkov	21
	2.8 Les compteurs moniteurs	21
	2.9 Le système d'acquisition	22
	2.10 Exploration de différentes régions cinématiques	22
	2.11 Acceptance géométrique du dispositif expérimental	23
	2.12 Résolutions expérimentales	23
3.	ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES	25
	3.1 Reconstruction cinématique	25
	3.2 Normalisation des mesures	26
	3.3 Méthode d'analyse temporelle	27
	3.4 Application de la méthode à nos mesures	29
	3.5 Soustraction du bruit de fond	30
4.	RESULTATS EXPERIMENTAUX	32
	4.1 Asymétrie dans les réactions inclusives $\pi^{\pm} p\uparrow \rightarrow \pi^{\pm} X$	32
	4.2 Asymétrie dans la réaction $pp\uparrow \rightarrow pX$	32
	4.3 Quelques résultats supplémentaires	33
	4.4 Commentaires sur ces résultats	34

Page

5. CONCLUSIONS 35

ANNEXE I REALISATION D'UN HODOSCOPE DE HAUTE RESOLUTION 37

1. TESTS DE LA METHODE 38
2. CARACTERISTIQUES DE L'HODOSCOPE 39

ANNEXE II ESTIMATION PARAMETRIQUE 40

1. LOI DE PROBABILITE DANS L'ESPACE A N DIMENSIONS 40
2. PROPAGATION DE LA MATRICE DES VARIANCES 41
3. ESTIMATION PARAMETRIQUE 42
4. TEST DE χ^2 44
5. TEST F 44

ANNEXE III LA LIMITE DE TRIPLE REGGE 45

REFERENCES 47

INTRODUCTION

Afin d'obtenir des informations sur les mécanismes d'interaction à haute énergie, les expérimentateurs et les théoriciens ont longtemps centré leurs études sur les interactions à deux corps. La venue des accélérateurs de plus grande énergie a permis de constater que ce type de réactions ne représente qu'une petite partie de ce que l'on peut observer. En effet, le nombre des particules présentes dans l'état final augmente lorsque l'énergie disponible dans l'état initial croît. Il est évident que du point de vue expérimental, et surtout pour des expérimentateurs utilisant des systèmes de détection par compteurs, il devient vite impossible d'observer toutes les particules dans l'état final. L'étude des réactions à deux corps n'ayant pas permis de comprendre totalement le mécanisme d'interaction, malgré les nombreux succès obtenus, on a recherché parmi ces processus de production de particules des phénomènes permettant une expérimentation et une interprétation suffisamment simples. Les recherches se sont alors orientées vers l'étude de réactions où l'on observe un nombre donné de particules, celles-ci pouvant coexister avec n'importe quel autre état que l'on ne détecte pas. On a appelé "inclusive" ce type de réaction. Naturellement, plus le nombre de particules observées est restreint, moins la description du phénomène requiert de paramètres.

Les résultats obtenus ont montré que des règles simples pouvaient être déduites, concernant, par exemple, le nombre moyen de particules produites, ou le comportement des sections efficaces en fonction de l'énergie.

L'étude des effets de spin dans les réactions à deux corps ayant fourni une grande quantité d'informations permettant de mieux comprendre la dynamique de l'interaction, il était évident qu'une étude comparable devait être entreprise dans le cas des réactions inclusives. Comme pour les réactions à deux corps, l'existence et l'importance des effets de spin doivent dépendre du type de réaction étudiée et de la région cinématique que l'on explore.

En mai 1972, mous avons proposé une expérience explorative dans le domaine de l'étude des effets de spin dans les réactions inclusives[1]. Nous avons choisi le cas simple où l'on observe une seule particule dans l'état final. Notre choix s'est porté sur l'étude des réactions :

$$\pi^+ p \to \pi^+ X \quad \text{et} \quad \pi^- p \to \pi^- X$$

où la particule inclusive est produite par interaction d'un faisceau de particules ayant une impulsion de 8 GeV/c sur une cible de protons polarisés.

La région cinématique choisie correspond au cas où la particule produite est émise vers l'avant, domaine qui est appelé la "région de fragmentation du projectile", car la particule produite vers l'avant est considérée comme un fragment de la particule incidente. Ce choix a été guidé par le fait que si l'on cherche

à expliquer la présence d'effets de spin dans les réactions inclusives à partir des connaissances acquises dans l'étude des interactions à deux corps, on aboutit à la conclusion que s'il y a factorisation des résidus dans le cadre d'un modèle de type Regge, et si l'on échange uniquement des pôles simples, il ne doit pas y avoir alors, dans nos conditions cinématiques, d'effet de spin, c'est-à-dire que la section efficace de production inclusive ne dépend pas de l'orientation du spin de la particule cible.

Par ailleurs, la limite de cette région cinématique se rapproche des conditions cinématiques de la réaction élastique :

$$\pi p \to \pi p$$

et l'on peut alors se demander, dans le cas où l'on observe un effet de spin, si l'on retrouvera la symétrie "miroir" qui existe pour le paramètre de polarisation dans les deux réactions :

$$\pi^+ p \to \pi^+ p \quad \text{et} \quad \pi^- p \to \pi^- p \ .$$

Nous consacrerons la première partie de cet exposé à un rappel de quelques définitions concernant les réactions inclusives. Nous exposerons également de quelle façon on peut généraliser le théorème optique, et de là développer une phénoménologie des réactions inclusives. Nous complèterons ce court exposé théorique en montrant comment, dans le cas de la réaction qui nous intéresse, intervient le spin de la particule polarisée dans l'expression des sections efficaces. Enfin, nous verrons quelles prédictions peuvent être faites concernant la présence d'effets de spin.

Nous aborderons, dans la deuxième partie, la description du dispositif expérimental et les caractéristiques de détection, après avoir rappelé le principe de la mesure.

Etant donné les précisions expérimentales que nous voulions atteindre, nous avons été amenés à développer une nouvelle méthode d'analyse des données. Cette méthode permet de tenir compte des fluctuations temporelles des taux de comptage et d'atteindre une précision sur les mesures meilleure que celle que donnerait la méthode d'analyse classique. Nous consacrerons la troisième partie à la description de cette méthode.

Dans la quatrième partie, nous présenterons les résultats obtenus dans le cas des réactions $\pi^{\pm} p \to \pi^{\pm} X$. Utilisant le même dispositif, nous avons également pris des données concernant la réaction $pp \to pX$, dont nous donnons également les résultats. Nous complèterons enfin cette série de résultats par ceux que nous avons obtenus dans une expérience semblable faite au Laboratoire Rutherford en utilisant un faisceau de protons de haute intensité pour des protons ayant une impulsion de 8 GeV/c. Ces résultats concernent les réactions $pp \to pX$ et $pp \to \pi^+ X$.

1. QUELQUES NOTIONS SUR LES REACTIONS INCLUSIVES

1.1 Qu'est-ce qu'une réaction inclusive?

Considérons une réaction du type :

$$A + B \rightarrow C_1 + C_2 + \ldots + C_n \ .$$

En tenant compte des lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion, on trouve 3n-4 variables indépendantes pour décrire ce processus. Lorsque l'énergie disponible dans l'état initial augmente, on observe expérimentalement que le nombre de particules présentes dans l'état final augmente, comme le montrent les résultats présentés sur la figure 1 [2)]. On comprend qu'il devient vite impossible de tenir compte de tous les paramètres pour décrire les processus de production de particules à haute énergie.

Une façon artificielle de réduire le nombre de paramètres est de réduire le nombre de particules observées. Considérons par exemple le processus :

$$A + B \rightarrow C_1 + \ldots + C_k + X$$

où X représente n'importe quel autre ensemble de particules présentes en même temps, mais que l'on n'identifie pas. Un tel processus est appelé réaction inclusive à "k" particules.

Par exemple, si l'on n'identifie aucune particule dans l'état final, la mesure de la section efficace du processus

$$A + B \rightarrow X$$

correspond à la mesure de la section efficace totale.

Par la suite, nous nous intéresserons au processus inclusif à une particule, du type :

$$A + B \rightarrow C + X \ .$$

Dans ce cas la section efficace dépend de trois variables. On aura en effet, comme dans le cas des réactions à deux corps, l'énergie totale et de moment de transfert, mais de plus, comme l'état X n'est pas défini, on aura également comme variable la masse manquante M_X de cet état.

1.2 Que peut-on apprendre?

Il faut d'abord remarquer qu'un processus inclusif résulte de la "somme" d'un certain nombre de réactions où l'état final est bien déterminé, c'est-à-dire pour lesquelles on identifie toutes les particules, cet état final contenant en particulier les particules inclusives que l'on observe.

Considérons la réaction particulière suivante que nous appelerons réaction exclusive :

$$A + B \rightarrow n_0 C + n_1 \cdot H_1 + \ldots + n_k H_k \qquad (1)$$

où l'on observe n_0 particules de type C, et de façon générale n_i particules de type H_i. Posons :

$$n = \sum_{i=0}^{k} n_i$$

et notons par (n) la séquence n_0, n_1, ..., n_k. Soient enfin P_i les quadrivecteurs énergie-impulsion des différentes particules.

Si l'on considère maintenant la réaction inclusive à une particule :

$$A + B \rightarrow C + X$$

on peut représenter la section efficace de ce processus comme la moyenne des sections efficaces exclusives contenant la particule C :

$$\frac{d\sigma}{dP_C} = \sum_{(n)} \prod_{j=1}^{k} \frac{n_0}{nj!} \int \frac{d^n\sigma}{(dP_i)^n} \prod_{i \neq C} dP_i \qquad (2)$$

où P_C représente le quadrivecteur énergie-impulsion de la particule observée et $d^n\sigma/(dP_i)^n$ correspond à la section efficace du processus exclusif mentionné en (1). La somme sur (n) correspond à la somme sur les différentes réactions exclusives et le terme 1/nj! correspond au nombre de permutations entre particules identiques.

Que résultera-t-il de cette somme? On peut se demander si les différents termes contribuent de façon indépendante, ou si, au contraire, des caractères généraux, propres au mécanisme d'interaction, ne vont pas être mis en évidence; encore faudrait-il que dans cette dernière hypothèse les effets ne soient pas noyés ou masqués par une sorte de fond incohérent.

Que nous apprend l'expérience? Une étude systématique des réactions inclusives a permis de montrer que des règles simples pouvaient être déduites des observations. Nous citerons comme exemple, car il est particulièrement simple, le résultat que l'on obtient dans l'observation de l'impulsion de la particule inclusive produite.

Si l'on décompose l'impulsion de la particule en une composante parallèle à la direction de la particule incidente, que nous appelerons composante longitudinale, et en une composante normale à la direction de la particule incidente, que nous appelerons composante transversale, on s'aperçoit que les valeurs prises par la composante transversale restent limitées vers les faibles valeurs, donnant une impulsion transverse moyenne de l'ordre de 400 MeV/c, ce qui est bien inférieur aux limites cinématiques permises. La composante longitudinale, au contraire, prend toutes les valeurs permises. Ces résultats sont illustrés par les figures 2a)[3] et 2b)[4].

On peut imaginer que les amplitudes qui correspondent aux différentes réactions exclusives vont contribuer de façon cohérente, conduisant également à des résultats simples en ce qui concerne la dynamique des réactions inclusives.

1.3 Quelques définitions

Avant de poursuivre, il nous faut introduire un peu de vocabulaire couramment utilisé dans la description des phénomènes inclusifs. Nous considérons la réaction :

$$A + B \rightarrow C + X \ .$$

L'énergie totale disponible dans le système du centre de masse s'exprime en fonction de la variable de Mandelstam :

$$s = (Q_A + Q_B)^2 \tag{3}$$

où Q_A et Q_B sont les quadrivecteurs énergie-impulsion des particules A et B, s représente alors le carré de l'énergie totale dans le système du centre de masse.

Du fait du comportement des sections efficaces en fonction du moment transverse, on utilise couramment, pour décrire l'état de la particule C, son impulsion transverse P_t et son impulsion longitudinale P_L. Par la suite, nous utiliserons la variable x, introduite de Feynman, et définie par :

$$x = \frac{P_L}{P_{max}} \tag{4}$$

où P_{max} représente l'impulsion maximum cinématiquement permise dans le système centre de masse, et où P_L est l'impulsion longitudinale dans le système du centre de masse. Cette variable présente l'avantage d'avoir des valeurs variant dans un domaine fixé de -1 à +1, ce domaine ne variant pas lorsque l'on change l'énergie des particules incidentes.

Supposons que pour la réaction considérée on fixe l'état X, c'est-à-dire que l'on connaisse la masse M_X. On peut alors exprimer l'impulsion de la particule C dans le système du centre de masse :

$$P_C = \frac{1}{2\sqrt{s}} \left\{ \left[s - (M_C + M_X)^2 \right] \left[s - (M_C - M_X)^2 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{5}$$

où M_C représente la masse de la particule C.

Cette impulsion sera maximum, pour une valeur donnée de M_C, lorsque M_X sera minimum. Cette valeur minimum dépend du type de réaction étudiée, car on doit toujours tenir compte des lois de conservation.

Si l'on considère, par exemple, la réaction $\pi p \rightarrow \pi X$, la valeur minimum de M_X sera la masse du proton, afin d'assurer la conservation du nombre baryonique. Dans le cas de la réaction $pp \rightarrow \pi X$, la masse minimum sera deux fois celle du nucléon.

Remarquons que, lorsque l'énergie devient suffisamment grande, on peut considérer une expression asymptotique :

$$P_{max} = \frac{\sqrt{s}}{2} .$$

D'autres types de variables peuvent être utilisés, le choix de l'un ou l'autre dépend en fait de la région cinématique que l'on étudie, et nous renvoyons aux articles généraux cités en références pour la définition des autres variables ainsi que leurs expressions les unes par rapport aux autres.

Pour terminer sur ces définitions, nous voudrions enfin rappeler les différentes régions cinématiques que l'on définit pour les réactions inclusives.

Suivant l'état de la particule produite (particule C) on distingue trois régions :

- Si la particule C a une impulsion faible dans le système de référence où la particule incidente est au repos, on considère la particule C comme un fragment du projectile, et ce domaine est appelé "région de fragmentation du projectile".

- De façon analogue, lorsque la particule C a une impulsion faible dans le système de référence lié à la particule cible, on définit la "région de fragmentation de la cible".

- La "région centrale" correspond enfin à la région intermédiaire.

La première région correspond à des valeurs positives de la variable x, la région de fragmentation de la cible à des valeurs négatives, la région centrale correspondant à des valeurs voisines de zéro.

Les limites entre ces différentes régions sont mal définies, certains auteurs donnent par exemple comme valeur limite :

$$|x_\ell| = \frac{2\sqrt{M_c^2 + P_t^2}}{\sqrt{s}} .$$

La région de fragmentation de la cible correspond alors au domaine $x = -1$ à $x = -x_\ell$, et la région de fragmentation du projectile au domaine $x = x_\ell$ à $x = +1$.

On remarquera que lorsque l'énergie devient grande ($s \to \infty$), la variable x présente l'inconvénient de faire correspondre la valeur $x = 0$ à une impulsion finie dans le système du centre de masse. On préfère alors utiliser la rapidité y définie par

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + P_L}{E - P_L} ,$$

où E et P_L sont l'énergie et l'impulsion longitudinale de la particule observée.

Cette variable présente l'avantage d'étendre le domaine d'espace de phase correspondant aux impulsions finies dans le système du centre de masse. La variable x sera utilisée dans le domaine où les impulsions sont grandes. On aura alors $|x| \sim 1$, et la rapidité y sera utilisée dans la région centrale où $x \sim 0$.

1.4 Le théorème optique généralisé

Le théorème optique classique, résultant de l'unitarité de la matrice de diffusion, permet d'exprimer la section efficace totale d'un processus à deux corps en fonction de la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique deux corps donne deux corps vers l'avant, c'est-à-dire pour un moment de transfert nul. C'est un résultat très important car il permet de relier la partie imaginaire de l'amplitude à une quantité observable expérimentalement. Les sections efficaces différentielles, au contraire, s'expriment en fonction des modules carré des amplitudes.

Une généralisation de ce théorème au cas des réactions inclusives, a été obtenue par A.H. Mueller[5], qui permet d'exprimer la section efficace d'un processus inclusif en fonction d'une amplitude de diffusion d'un processus trois corps donne trois corps. Bien que l'on ne puisse observer expérimentalement de processus à trois corps, ce résultat est très intéressant, car il a permis, comme nous le verrons, d'ouvrir le domaine des réactions inclusives à des analyses de type Regge, et de pouvoir ainsi utiliser dans le cadre des réactions inclusives les connaissances acquises dans l'étude des processus à deux corps.

Voyons tout d'abord comment, de façon simplifiée, on peut exprimer ce théorème optique généralisé.

Considérons la réaction exclusive (1), soit $T_{(n)}$ l'amplitude de transition correspondante. La section efficace de ce processus s'exprimera par :

$$\frac{d^n\sigma}{(dP)^n} = F \cdot |T_{(n)}|^2 \qquad (6)$$

où F est un facteur cinématique que nous n'expliciterons pas.

Tenant compte des expressions (2) et (6), on peut alors exprimer la section efficace du processus inclusif A + B → C + X par :

$$\frac{d\sigma}{dP_C} = \sum_{(n)} \prod_{j=1}^{k} \frac{n_0}{n_j!} \int F \cdot |T_{(n)}|^2 \prod_{i \neq C} dP_i \ , \qquad (7)$$

ce que nous écrirons de façon simplifiée

$$\frac{d\sigma}{dP_C} = \sum_{X} \int |T_{AB,CX}|^2 \, d\Omega \ . \qquad (8)$$

En supposant que l'on puisse, par une relation de croisement, relier l'amplitude du processus A + B → C + X à celle du processus A + B + $\bar{C}$ → X où $\bar{C}$ est l'antiparticule de la particule C, on peut écrire :

$$\frac{d\sigma}{dP_C} = \sum_X \int |T_{AB\bar{C},X}|^2 \, d\Omega \ . \tag{9}$$

On peut alors utiliser la condition d'unitarité sur la matrice de diffusion, que l'on peut exprimer de la façon suivante :

Soit T_{fi} l'amplitude de transition conduisant d'un état "i" à un état "f", on a la relation :

$$\lim_{\varepsilon \to 0} \left[T_{ii}(s + i\varepsilon) - T_{ii}(s - i\varepsilon)\right] \propto \sum_n \int |T_{in}|^2 \, d\Omega \ , \tag{10}$$

où s représente l'énergie totale disponible, et n un état intermédiaire quelconque. Le membre de gauche de l'équation (10) peut également s'exprimer comme la discontinuité en s de l'amplitude T_{ii}, c'est-à-dire :

$$\mathrm{Disc}_s\left[T_{ii}(s)\right] \propto \sum_n \int |T_{in}|^2 \, d\Omega \ . \tag{11}$$

Si l'on considère un processus à deux corps, on retrouve l'expression du théorème optique classique, la discontinuité correspondant à la partie imaginaire, et le membre de droite n'étant autre que l'expression de la section efficace totale.

Si l'on considère alors comme état "i" l'état à trois corps A + B + $\bar{C}$, on obtient le résultat suivant :

$$\mathrm{Disc}\left[T_{AB\bar{C},AB\bar{C}}\right] \propto \sum_n \int |T_{AB\bar{C},n}|^2 \, d\Omega \ . \tag{12}$$

On reconnaît, à droite, l'expression de la section efficace inclusive.

La discontinuité doit être évaluée sur l'énergie totale du système AB$\bar{C}$, que l'on peut exprimer comme la somme des quadrivecteurs énergie-impulsion des trois particules

$$(Q_A + Q_B - Q_C)^2 \ ,$$

où Q_A, Q_B et $-Q_C$ correspondent aux particules A, B et $\bar{C}$. On reconnaît facilement ici l'expression de la masse manquante M_X :

$$M_X^2 = (Q_A + Q_B - Q_C)^2 \ , \tag{13}$$

d'où l'expression :

$$\frac{d\sigma}{dP_C} \propto \mathrm{Disc}_{M_X}\left[T_{AB\bar{C},AB\bar{C}}\right] \ . \tag{14}$$

Remarquons que l'amplitude doit être évaluée pour des valeurs nulles de tous les moments de transfert, puisque l'état final doit être identique à l'état initial.

Voyons, par un exemple, comment peut être utilisé de façon pratique ce résultat. Considérons la région de fragmentation du projectile, et plaçons-nous dans le cas où l'énergie totale s définie par l'équation (3) est grande. Les sous-énergies entre les particules A et C, et entre B et C sont définies par :

$$\Delta^2_{AC} = (Q_A - Q_C)^2$$

et

$$\Delta^2_{BC} = (Q_B - Q_C)^2 \ .$$

Dans la région qui nous intéresse, on voit que la sous-énergie Δ^2_{AC} est petite et que s et Δ^2_{BC} sont grands. On est alors tenté de représenter le processus à trois corps $AB\bar{C} \to AB\bar{C}$, de la façon indiquée sur la figure 3 où l'on considère le système $(A\bar{C})$ comme un système composite et où l'on représente le mécanisme d'interaction par l'échange d'un pôle de Regge entre $(A\bar{C})$ et B.

En supposant que les pôles que l'on peut échanger sont les mêmes que ceux qui interviennent dans les réactions à deux corps, on pourra déduire des connaissances acquises dans l'étude des pôles Regge le comportement des sections efficaces inclusives par l'intermédiaire du théorème optique généralisé.

Si l'on admet que l'on peut représenter le mécanisme d'interaction par l'échange d'un pôle, le développement de type Regge nous permet de connaître la dépendance en énergie de l'amplitude. On aura :

$$F^c_{ab}\ (x,\ P_t,\ s) \alpha \sum_i s^{\alpha_i(0)-1}\ f^c_{ab}\ (x,\ P_t) \qquad (15)$$

où F^c_{ab} représente l'amplitude à trois corps, $s^{\alpha_i - 1}$ la dépendance en énergie introduite par l'échange d'un pôle de Regge α_i, et f^c_{ab} le couplage du réggéon avec les particules (fig. 3).

Si l'on suppose que le pôle dominant est le poméron, avec $\alpha_P(0) = 1$, on aboutit à la conclusion que la section efficace inclusive reliée à l'amplitude à trois corps par le théorème de Mueller ne dépend que de x et P_t, et ne dépend pas de s. Ce phénomène connu sous le nom de "loi d'échelle" a été observé expérimentalement pour un certain nombre de réactions[4]. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

Remarquons d'abord que si le poméron factorise, on peut écrire dans la région de fragmentation de la particule a :

$$f^c_{ab}\ (x,\ P_t) = \gamma_b\ \gamma_{ac}\ (x,\ P_t)$$

où γ_{ac} et γ_b représentent les couplages aux deux vertex (fig. 3).

On sait par ailleurs que l'on peut exprimer la section efficace totale du processus A + B en fonction de l'amplitude de diffusion élastique A + B → A + B vers l'avant, par l'intermédiaire du théorème optique classique. Ici encore, en supposant que le poméron domine et qu'il factorise, on peut écrire :

$$\sigma_{ab}^{tot} \propto \gamma_a \gamma_b$$

où γ_a et γ_b représentent les couplages aux deux vertex (fig. 4).

On a alors la prédiction suivante :

$$\frac{\frac{d\sigma}{dP_c}(ab \to cx)}{\sigma_{ab}^{tot}} \propto \frac{\gamma_b \gamma_{ac}}{\gamma_a \gamma_b} = \frac{\gamma_{ac}}{\gamma_a} ,$$

c'est-à-dire que le rapport entre la section efficace inclusive et la section efficace totale est indépendant de la particule qui ne se fragmente pas.

Nous avons illustré les deux faits précédents (fig. 5)[6] où l'on observe pour certaines réactions l'indépendance en énergie et l'indépendance de la particule ne se fragmentant pas.

On voit que les prédictions ne sont vérifiées que dans les réactions pour lesquelles le processus à trois corps est exotique*), c'est-à-dire qu'il n'existe pas d'état résonnant correspondant à l'état $AB\bar{C}$. Pour les réactions "non exotiques", on peut expliquer la différence observée en introduisant des trajectoires secondaires dans l'expression (15). On obtient alors une dépendance en énergie du type :

$$F_{ab}^{c} \propto f^{P}(x, P_t) + \sum_i s^{\alpha_i - 1} f^{i}(x, P_t) ,$$

où le premier terme est dû au poméron et le reste à l'échange de trajectoires secondaires qui n'existent pas dans le cas des réactions exotiques.

On voit par ces exemples que le modèle correspondant à l'échange de pôles de Regge dans le processus à trois corps permet de rendre compte d'un certain nombre de caractéristiques des réactions exclusives, et l'on peut tenter d'entrer un peu plus dans le détail de l'interaction.

1.5 Que nous apporte l'étude des effets de spin?

Considérons la réaction :

$$\pi + N \to \pi' + X$$

et supposons le nucléon polarisé. La relation (14) reliant la section efficace inclusive à l'amplitude à trois corps reste valable lorsque l'on fixe l'état de spin du nucléon. Notons par $|\pi N\overline{\pi'}, S_+\rangle$ et $|\pi N\overline{\pi'}, S_-\rangle$ les deux états de spin du

*) Le critère d'exoticité nécessaire varie suivant les auteurs, mais nous n'entrerons pas dans les détails.

système à trois corps, et soient $d\sigma_+/dP_c$ et $d\sigma_-/dP_c$ les sections efficaces inclusives obtenues pour les deux sens de polarisation du nucléon. Le théorème de Mueller nous permet d'écrire :

$$\frac{d\sigma_+}{dP_c} = \text{Disc}_{M_X}\left[\left\langle \pi N\overline{\pi'}, S_+ \,|T|\, \pi N\overline{\pi'}, S_+\right\rangle\right]$$
$$\frac{d\sigma_-}{dP_c} = \text{Disc}_{M_X}\left[\left\langle \pi N\overline{\pi'}, S_- \,|T|\, \pi N\overline{\pi'}, S_-\right\rangle\right], \tag{16}$$

où T est l'amplitude de diffusion trois corps donnent trois corps.

Pour étudier les effets de spin, on mesure expérimentalement l'asymétrie ε définie par :

$$\varepsilon = \frac{(d\sigma_+/dP_c) - (d\sigma_-/dP_c)}{(d\sigma_+/dP_c) + (d\sigma_-/dP_c)} \quad . \tag{17}$$

Le dénominateur correspond à la section efficace non polarisée que nous noterons $d\sigma_0/dP_c$.

Supposons la direction de l'impulsion du nucléon dirigée suivant l'axe oy et la direction de polarisation suivant l'axe oz. On peut exprimer les deux états de spin du système à trois corps en fonction des états d'hélicité que nous noterons par : $|\pi N\overline{\pi'}, \lambda_+\rangle$ et $|\pi N\overline{\pi'}, \lambda_-\rangle$. On a la relation :

$$|\pi N\overline{\pi'}, S_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\pi N\overline{\pi'}, \lambda_+\rangle + i|\pi N\overline{\pi'}, \lambda_-\rangle\right]$$
$$|\pi N\overline{\pi'}, S_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\pi N\overline{\pi'}, \lambda_-\rangle + i|\pi N\overline{\pi'}, \lambda_+\rangle\right]. \tag{18}$$

En utilisant l'expression (16) on peut exprimer les deux membres de (17) :

$$\frac{d\sigma_0}{dP_c} = \text{Disc}_{M_X}\left[\left\langle \pi N\overline{\pi'}, \lambda_+ \,|T|\, \pi N\overline{\pi'}, \lambda_+\right\rangle + \left\langle \pi N\overline{\pi'}, \lambda_- \,|T|\, \pi N\overline{\pi'}, \lambda_-\right\rangle\right] \tag{19}$$

$$\frac{d\sigma_+}{dP_c} - \frac{d\sigma_-}{dP_c} = \text{Disc}_{M_X}\, i\left[\left\langle \pi N\overline{\pi'}, \lambda_+ \,|T|\, \pi N\overline{\pi'}, \lambda_-\right\rangle - \left\langle \pi N\overline{\pi'}, \lambda_- \,|T|\, \pi N\overline{\pi'}, \lambda_+\right\rangle\right]. \tag{20}$$

On voit donc que l'expression de la section efficace non polarisée ne fait intervenir que les termes sans renversement d'hélicité, alors que l'expression de l'asymétrie fait intervenir les termes avec renversement d'hélicité.

L'étude des effets de spin permet donc de connaître le comportement d'amplitudes différentes de celles qui interviennent dans l'expression des sections efficaces.

---

*) On trouvera une autre formulation dans l'article de C. Iso[7].

1.6 Que peut-on prédire sur les effets de spin?

Nous venons de voir que l'asymétrie dépend de l'amplitude avec renversement d'hélicité du processus à trois corps. Cette amplitude fait intervenir un changement de l'état d'hélicité entre l'état initial et l'état final. On doit donc se demander si dans les conditions d'application du théorème optique généralisé, c'est-à-dire pour tous les moments de transfert nuls, il existe des raisons pour que cette amplitude soit nulle?

Que nous apprend l'étude des réactions à deux corps? Considérons la réaction à deux corps :

$$A + B \to A' + B' \ .$$

La conservation du moment angulaire impose la conservation de l'hélicité totale :

$$\lambda_A - \lambda_B = \lambda_{A'} - \lambda_{B'} \ .$$

Si l'on considère l'échange de pôle simple (fig. 4), on peut montrer que, lorsque le moment de transfert devient nul, les hélicités individuelles se conservent[8] :

$$\lambda_A = \lambda'_A$$
$$\lambda_B = \lambda'_B \ .$$

On sait également que, si l'on échange des pôles simples, il y a factorisation des résidus, c'est-à-dire que l'on peut séparer les contributions des deux vertex (AA′ Reggeon) et (BB′ Reggeon) (fig. 4).

Appliquons ces résultats dans le cadre d'un modèle de type Mueller-Regge et considérons l'échange schématisé sur la figure 3.

Supposons que la particule B soit la particule polarisée. Dans ce cas, s'il y a factorisation et conservation de l'hélicité, l'amplitude avec retournement d'hélicité sera nulle.

Si, au contraire, c'est la particule A qui est polarisée, un changement de l'état d'hélicité peut être compensé par un changement du moment angulaire du système ($A\bar{C}$) de sorte que le moment angulaire total est conservé.

Revenons au cas de la région de fragmentation du projectile et considérons que la particule B est polarisée. Un modèle avec échange de pôle simple conduit donc à un effet de spin nul. Cependant, on sait, par l'étude des interactions à deux corps, qu'il peut également y avoir contributions de coupures ne factorisant pas[9] *). De telles coupures donneraient alors un effet de spin non nul dans le cas des réactions inclusives.

---

*) Salin et Soffer ont montré que sur des considérations de cinématique et de conservation de parité seulement, la condition pour observer un effet de spin non nul était l'échange de naturalité mixte, c'est-à-dire contribution de coupures.

L'étude des effets de spin dans les réactions inclusives, dans le cas où la particule que l'on observe a une impulsion faible dans le système lié à la particule non polarisée, permet donc de connaître la contribution de coupures dans le mécanisme d'échange. Cela présente également l'avantage de ne voir que l'effet des coupures, et de ne pas voir l'effet des pôles comme dans le cas des processus à deux corps.

En contrepartie, cet effet ne peut être étudié que pour un moment de transfert nul dans le processus à trois corps, puisqu'il est obtenu par l'intermédiaire du théorème de Mueller. Néanmoins, une étude de cette contribution en fonction de l'énergie serait envisageable et permettrait de mieux définir quels types de coupures interviennent.

A l'époque où nous avons proposé cette expérience aucun résultat n'existait dans ce domaine. Il nous est apparu intéressant de faire une expérience explorative pour voir si de tels effets existaient, et dans l'affirmative savoir si l'interprétation des résultats en termes d'un modèle de type Mueller-Regge pouvait être faite. Notre choix s'est porté sur l'étude des réactions :

$$\pi^+ p \to \pi^+ X$$

$$\pi^- p \to \pi^- X \ .$$

Il pouvait en effet être intéressant de voir, dans le cas où les effets de spin seraient non nuls, si on retrouverait la symétrie "miroir" qui existe pour les valeurs du paramètre de polarisation pour les deux réactions élastiques

$$\pi^+ p \to \pi^+ p$$

$$\pi^- p \to \pi^- p \ .$$

Une autre raison de ce choix est le fait que la section efficace inclusive est plus élevée dans la région de fragmentation du projectile lorsque la particule observée est identique au projectile[4]. Cet effet est appelé "effet de particule dominante".

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Afin d'étudier les effets de spin dans les réactions inclusives

$$\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} X$$

il est nécessaire d'utiliser une cible de protons polarisés. Nous rappelerons donc, pour commencer, le principe de la mesure de l'asymétrie dans la diffusion d'un faisceau de particules sur une cible de protons polarisés.

2.1 Principe de la mesure

On définit l'asymétrie A par la relation

$$P_C \cdot A = \frac{\sigma^*_+ - \sigma^*_-}{\sigma^*_+ + \sigma^*_-}$$

où P_C est la valeur de la polarisation de la cible et $\sigma^*_+(\sigma^*_-)$ les sections efficaces du processus mesurées pour deux directions opposées de la polarisation de la cible. Ces deux directions correspondent au sens de polarisation parallèle (anti-parallèle) à la normale $\vec{n}$ au plan défini par la direction de la particule incidente $(\vec{k}_i)$ et la direction de la particule produite $(\vec{k}_f)$

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|} .$$

On voit, qu'en fait, on n'a pas besoin de connaître la valeur absolue de ces sections efficaces, mais seulement la valeur relative. Soient n_+ et n_- le nombre d'événements obtenus pour les deux sens de polarisation, et pour un même nombre de particules ayant interagi dans la cible avec les protons polarisés, on a :

$$P_C \cdot A = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} . \qquad (21)$$

En fait, la cible de protons polarisés est un complexe chimique appelé propanediol ($C_3H_8O_2$) contenant des noyaux complexes et des protons libres qui seuls sont polarisables.

On détectera non seulement les particules provenant de l'interaction avec les protons libres, mais également celles provenant de l'interaction avec les noyaux complexes. Nous appelerons n^h le nombre des événements de la première sorte et n^c ceux de la deuxième.

Pour un nombre donné d'interactions dans la cible, on observera donc pour les deux sens de polarisation de la cible un nombre N_+ ou N_- d'événements que l'on peut décomposer de la façon suivante :

$$N_{\pm} = n^h_{\pm} + n^c_{\pm} .$$

Comme il a pu être vérifié dans des expériences précédentes utilisant le même type de cible, les éléments complexes ne sont pas polarisés. On peut donc poser :

$$n_+^c = n_-^c = n^c$$

d'où

$$N_\pm = n_\pm^h + n^c \ . \tag{22}$$

L'asymétrie (21) prend alors la forme :

$$P_C \cdot A = \frac{n_+^h - n_-^h}{n_+^h + n_-^h} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \cdot \frac{N_+ + N_-}{n_+^h + n_-^h} \ . \tag{23}$$

Nous poserons

$$A_B = \frac{1}{P_C} \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \tag{24}$$

que nous appelerons asymétrie brute, car c'est l'asymétrie que l'on peut observer directement sur les événements bruts, sans soustraction du fond provenant de la diffusion sur les éléments complexes.

Nous poserons également :

$$D = \frac{N_+ + N_-}{n_+^h + n_-^h} \tag{25}$$

que nous appellerons facteur de dilution. Ce terme rend compte de la proportion d'événements observés qui ne proviennent pas de la diffusion sur les nucléons liés. Il vaut 1 s'il n'y a que des protons libres. Ce terme dépend donc de la nature de la cible, mais dépend également de la région cinématique dans laquelle on se place.

Les mesures effectuées avec une cible de protons polarisés présentent donc une difficulté qui est celle de la soustraction des événements provenant de la diffusion sur les nucléons liés. Dans le cas de la diffusion élastique ce problème est facilement résolu car on peut imposer des contraintes cinématiques aux événements obtenus et séparer ainsi la contribution des événements élastiques. Dans le cas des réactions inclusives, il n'y a aucune contrainte : tout événement observé peut provenir de la production sur un proton libre ou sur un nucléon lié.

Les méthodes de mesure de l'asymétrie dans la diffusion élastique ont permis de montrer que l'on rend bien compte des spectres d'événements provenant de la diffusion sur les noyaux complexes en étudiant la diffusion sur une cible de carbone. C'est la même technique que nous avons utilisée pour étudier la contribution des événements produits sur les nucléons liés. Nous verrons, dans le chapitre consacré à l'analyse des événements, comment on calcule cette contribution et comment on obtient l'asymétrie réelle à partir de l'asymétrie brute.

2.2 Choix du dispositif expérimental

Utilisant une cible de protons polarisés, la région de fragmentation de la particule non polarisée correspond à la région de fragmentation du projectile.

Nous avons représenté, à la figure 6, la cinématique de la réaction $\pi p \to \pi X$ à 8 GeV/c, énergie à laquelle nous avons effectué nos mesures. Cette figure donne les valeurs de l'impulsion dans le laboratoire en fonction de l'angle de production pour différentes valeurs de x et P_t, x étant la variable de Feynman définie par l'équation (4).

Nous avons choisi d'étudier les effets de spin pour une impulsion transverse P_t fixe et pour différentes valeurs de x. Comme nous l'avons vu, la section efficace de production inclusive décroît rapidement en fonction de l'impulsion transverse. Afin d'avoir une statistique d'événements suffisante, il fallait donc envisager des faibles valeurs de P_t. Par ailleurs, dans la région de fragmentation du projectile, disons $x \sim 0{,}8$, plus l'impulsion transverse est faible, plus l'angle de production est faible, donc plus les détecteurs seront près du faisceau non diffusé. Avec le dispositif expérimental envisagé, un compromis a été atteint en prenant une impulsion transverse fixe vers 0,3 GeV/c.

Nous avons représenté (fig. 7) le dispositif expérimental : les compteurs C_1, C_2 et C_3 représentent des compteurs Čerenkov à gaz et à seuil permettant de définir la nature des particules incidentes et produites. Les compteurs S_1 à S_4 sont des compteurs à scintillation définissant l'acceptance expérimentale, et permettant d'obtenir rapidement une information lorsque ces quatre compteurs sont traversés par une particule. Ce signal permet alors de déclencher le processus d'acquisition qui consiste à transférer vers un calculateur les informations fournies par les hodoscopes H_1 à H_6. Ces hodoscopes sont également des compteurs à scintillation permettant de coder les coordonnées de la trajectoire de la particule qui les traverse. On remarquera, enfin, l'aimant d'analyse qui permet de mesurer l'impulsion des particules produites.

2.3 Caractéristiques du faisceau

Nous avons utilisé le faisceau d_{31} de l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN) correspondant à un faisceau secondaire non séparé de particules ayant une impulsion de 8 GeV/c avec une résolution de l'ordre de 3%. La divergence du faisceau était de 7 mrad et sa dimension, au niveau de la cible, de 12 mm.

L'intensité obtenue en faisceau négatif était de 10^6 particules par cycle de la machine, consistant principalement en pions. Le faisceau positif donnait une intensité de 1 à $1{,}5 \times 10^6$ pions et 3 à $4{,}5 \times 10^6$ protons.

Nous avons profité de la présence de ces protons dans le faisceau pour prendre également des données correspondant à la réaction inclusive pp → pX dont nous donnerons les résultats.

2.4 La cible de protons polarisés

Nous ne décrirons pas le principe d'obtention de la polarisation. Nous renvoyons pour cela aux articles cités à la référence 10. Nous rappelons simplement que la méthode nécessite un champ magnétique de l'ordre de 25 kG et une température au niveau de la cible de 0,5°K. Cette dernière condition impose que la cible soit à l'intérieur d'un cryostat. Un pré-refroidissement est obtenu par une circulation d'hélium-4 liquide, et la température finale est atteinte par une circulation d'hélium-3.

L'aspect extérieur de la cible est représenté sur la figure 8a où l'on peut voir le cryostat et l'ouverture de l'aimant.

La dimension de la cavité contenant la cible de propanediol se présente sous la forme d'un cylindre de 1,5 cm de diamètre et de 4,2 cm de long. La polarisation maximum obtenue est de 90%.

Sur la figure 8b, nous avons schématisé la disposition de la cible dans le cryostat. En fait, on a représenté deux cibles. L'une correspond à la cible de protons polarisés, l'autre à la cible "fantôme" contenant des disques de carbone et permettant d'étudier la contribution des événements produits sur les noyaux complexes. Un système mécanique très simple permet de positionner l'une ou l'autre des deux cibles dans le faisceau des particules incidentes.

2.5 Le signal de déclenchement

Les compteurs S_1 à S_4 sont des compteurs à scintillation permettant de définir l'acceptance du dispositif expérimental. Les dimensions utiles de ces compteurs sont données au tableau 1.

Tableau 1

Dimensions des compteurs

	Largeur en cm	Hauteur en cm
S_1	4,0	4,0
S_2	8,0	8,0
S_3	15,0	15,0
S_4	15,0	15,0

Nous avons représenté, sur la figure 9, une vue éclatée d'un tel compteur. La plaque de scintillateur est entourée de mylar aluminisé qui sert également de guide de lumière à la base de la plaque. Ceci permet de réaliser une collection de la lumière entre la plaque et le tube photomultiplicateur sans utiliser un guide en plastique, ce qui présente les avantages suivants :

- une réalisation facile,
- une suppression de l'effet Čerenkov due au passage de particules dans le guide en plastique.

Les signaux provenant des compteurs S_1 et S_2 sont mis en coincidence après avoir été mis en forme, de même pour S_3 et S_4.

Le passage d'une particule dans l'acceptance du dispositif expérimental sera caractérisé par la coincidence des deux informations S_1S_2 et S_3S_4. On forme ainsi le signal

$$T_0 = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \ . \qquad (26)$$

Si l'on veut sélectionner un type particulier d'événement, on peut mettre en coincidence avec le signal T_0 les signaux fournis par les compteurs Čerenkov. Nous appelerons T le signal résultant.

Le schéma électronique est représenté sur la figure 10. On voit que la définition des événements est particulièrement simple.

Ce signal est utilisé pour prendre la décision de l'acquisition des informations fournies par les hodoscopes que nous allons décrire.

2.6 Les hodoscopes - Le signal candidat

Afin de pouvoir coder les coordonnées de la trajectoire d'une particule identifiée par le signal de déclenchement rapide, nous avons utilisé des hodoscopes.

Un hodoscope est constitué par un ensemble de languettes de scintillateurs dont la lumière est recueillie par un ensemble de petits tubes photomultiplicateurs du type XP 1110. La connaissance de l'élément traversé par la particule fournit l'information spatiale sur sa trajectoire. Suivant les performances requises, nous avons utilisé différents types d'hodoscopes.

Nous avons représenté, sur la figure 11, le schéma de l'un de ces hodoscopes. La technique utilisée ici consiste à décaler, l'un par rapport à l'autre, deux ensembles de scintillateurs, de façon à obtenir un codage de l'information. Comme on peut le voir sur la figure, suivant l'endroit traversé par la particule, un seul ou deux éléments consécutifs seront touchés. Connaissant les éléments touchés on pourra reconstruire le point d'intersection. Cette technique permet d'obtenir une résolution spatiale qui est égale au tiers de la résolution que fourniraient les mêmes scintillateurs juxtaposés, ou encore d'utiliser moins de tubes

photomultiplicateurs que ce qui serait nécessaire si l'on utilisait des scintillateurs juxtaposés donnant la même résolution. Comme on peut le voir en haut de la figure 11, si l'on prend, par exemple, 10 pas effectifs, on utilise seulement 6 tubes photomultiplicateurs.

La limite de résolution que l'on peut atteindre par une telle technique, sans utiliser de guide de lumière, est due à la dimension des boîtiers contenant les tubes photomultiplicateurs. La largeur minimum des languettes est alors de 9,3 mm, conduisant à un pas effectif de 3,1 mm.

Nous décrirons également un autre type d'hodoscope, dont nous avons réalisé un prototype pour cette expérience, afin de répondre aux conditions suivantes :

- une résolution spatiale de 2 mm,
- un fonctionnement à haute intensité.

Ces conditions étaient requises pour l'hodoscope H_3 qui devait fournir une résolution suffisante pour la mesure de l'angle de production de la particule, tout en se trouvant relativement proche de la cible, et devait pouvoir fonctionner à haut flux puisque placé avant l'aimant d'analyse. Il était traversé par toutes les particules émises à petit angle dans le laboratoire, région où les sections efficaces de production sont grandes.

Nous donnons dans l'Annexe I les détails de réalisation de cet hodoscope. Mentionnons ici la méthode utilisée. La partie détectrice est constituée par un ensemble de baguettes de scintillateurs de 2 mm de large, l'image des scintillateurs est réfléchie par un miroir sphérique vers les tubes photomultiplicateurs, donnant un grandissement de l'image d'environ six fois, ce qui permet à l'image de couvrir la dimension de la photocathode. La figure 12 représente cet hodoscope. On peut voir les positions respectives des scintillateurs, du miroir, et des tubes photomultiplicateurs.

Etant donné la faible dimension de chaque baguette de scintillateur, le flux de particules individuel sera faible, permettant à l'ensemble de l'hodoscope de travailler à haut flux.

Le tableau 2 donne les caractéristiques des différents hodoscopes utilisés. Tous, sauf H_3, utilisent la technique de recouvrement.

L'information fournie par les hodoscopes est transmise à un ensemble de modules de codage commercial : les "SPU", de l'anglais "Serial Pattern Unit". Chaque module est constitué par un ensemble de 16 registres. A chaque registre correspond une entrée par l'intermédiaire d'une porte "ET", commandée par le signal de déclenchement rapide. Chaque module comporte également une remise à zéro des registres, une entrée et une sortie registre pour la sortie de l'information, une entrée horloge pour la lecture du module, et une sortie "OU" de l'état des registres.

Tableau 2

Caractéristiques des différents hodoscopes utilisés

	H_1, H_2	H_3	H_4	H_5	H_6
Distance à la cible (en cm)	- 450	160	440	850	910
Largeur des scintillateurs (en mm)	2	1,9	9,3	9,3	9,3
Epaisseur des scintillateurs (en mm)	5	10	3,1	3,1	3,1
Pas effectif (en mm)	2	1,9	3,1	3,15	3,14

La figure 13 schématise le principe du registre à décalage. A chaque signal d'horloge, l'information d'un registre est reportée dans le registre suivant. Il suffit de compter le nombre de signaux d'horloge nécessaires pour faire passer à 1 l'état du dernier registre. L'information ainsi comptabilisée est mémorisée dans un autre ensemble commercial, le SPADAC [11], constitué par un ensemble d'échelles comptant les signaux d'horloge. On a la possibilité de faire correspondre plusieurs échelles à un même plan d'hodoscope, ce qui permet de mémoriser plusieurs informations par plan.

Nous avons vu que pour les hodoscopes utilisant la technique de recouvrement, on pouvait avoir un ou deux éléments touchés suivant l'endroit où passe la particule. Nous utiliserons donc deux échelles SPADAC par plan d'hodoscope.

Les SPU peuvent être reliés en série pour définir un plan d'hodoscope, le nombre de SPU reliés dependant du nombre de tubes photomultiplicateurs constituant l'hodoscope.

La décision d'acquisition est prise lorsque l'on a au moins une information par plan d'hodoscope, c'est-à-dire que l'on demande à ce qu'une particule traverse tous les hodoscopes. Si cette condition n'est pas remplie, on remet à zéro les SPU, et on autorise la possibilité d'un nouveau signal de déclenchement. Nous avons représenté sur la figure 14 la logique associée aux SPU. Pour chaque plan d'hodoscope, on forme le "OU" des entrées prises après la porte "ET". On forme ensuite la coincidence des différents plans d'hodoscope et du signal de déclenchement. Le signal obtenu définit le signal "candidat" qui déclenche le transfert vers le SPADAC. Une fois la lecture des registres terminée, l'information mémorisée dans le SPADAC est transférée vers la calculateur.

2.7 Les compteurs Čerenkov

Ce sont des compteurs Čerenkov à gaz et à seuil, de type standard au CERN. Chacun a une longueur de 1 mètre et un diamètre d'environ 20 cm. Le choix de la nature du gaz et de la pression d'utilisation est fixé par l'énergie et la nature des particules que l'on cherche à detecter. Dans nos conditions, nous avons travaillé avec du gaz propane dans les trois compteurs Čerenkov. La pression dans les compteurs C_1 et C_2 était fixée à 2,2 kg/cm^2 permettant l'identification des pions incidents, alors que C_3 était utilisé avec une pression variable qui dépendait de la région cinématique étudiée, son rôle étant également de détecter les pions produits.

L'information fournie par les compteurs Čerenkov peut être utilisée directement dans la définition du signal de déclenchement, ce qui limite les prises de données à un type donné de réactions. On peut également enregistrer à chaque événement l'information de chaque compteur Čerenkov par l'intermédiaire d'un registre appelé PPU, de l'anglais "Parallel Pattern Unit", dont le contenu est transféré vers le calculateur pour chaque événement. Ceci nous a permis, par exemple, d'effectuer simultanément les prises de données correspondant aux deux types de réactions :

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X$$
$$pp \rightarrow pX \ ,$$

la sélection de l'une ou l'autre réaction se faisant au moment de l'analyse.

Sur la figure 15, nous avons schématisé la logique correspondant aux compteurs Čerenkov. Chaque information, C_1, C_2 et C_3 est mise en coincidence avec le signal de déclenchement T_0, et ensuite connectée sur le PPU. Dans le cas d'utilisation dans la définition du signal T, les deux informations fournies par C_1 et C_2 sont mises en coincidence, définissant ainsi la nature de la particule incidente comme étant un pion.

2.8 Les compteurs moniteurs

La définition (23) de l'asymétrie montre que l'on doit normaliser les mesures effectuées pour les deux sens de polarisation de la cible à un même nombre d'interactions dans la cible.

Nous avons utilisé l'information fournie par deux télescopes pointant vers la cible, comme nous l'avons indiqué sur la figure 16.

Ces télescopes sont disposés dans le plan formé par la direction de polarisation de la cible et la direction des particules incidentes au niveau de la cible. Cette configuration permet d'assurer l'indépendance de ce moniteur vis-à-vis du sens de polarisation de la cible. En effet, dans la mesure où les effets dus aux

interactions faibles sont négligeables, il ne peut y avoir d'effet dû à la direction du spin de la particule cible dans le plan contenant la direction de la particule incidente et la direction de polarisation.

On peut en effet exprimer la section efficace sous la forme classique

$$\sigma = \sigma_0\left(1 + \vec{P}_c \cdot \vec{n} \cdot \varepsilon\right)$$

où $\vec{P}_c$ est la polarisation de la cible, $\vec{n}$ la normale au plan de réaction, et ε l'asymétrie à mesurer. Dans le cas où le plan de réaction contient la direction de polarisation, le terme $\vec{P}_c \cdot \vec{n}$ est nul.

L'importance de ce moniteur étant capitale pour la normalisation des mesures, nous avons apporté un soin particulier au contrôle de la stabilité des taux de comptage. Par exemple, entre les différentes mesures, les taux de comptage dans les deux bras variaient de moins de 2‰.

La figure 17 représente la logique attachée à ces moniteurs. Nous avons formé les trois informations M1•M3, M2•M4, et la coincidence des deux bras (M1•M3)•(M2•M4). Ces informations sont comptabilisées dans des échelles dont la valeur est transférée vers le calculateur à la fin de chaque cycle de la machine.

2.9 Le système d'acquisition

Nous avons utilisé un mini-calculateur de Data General Corporation, du type Nova 1220. Ce calculateur, dans la configuration où nous l'avons utilisé, a une capacité de 12 k mots mémoire de 16 digits binaires, et un cycle de base de 1,2 µsec. Nous disposions également d'une unité de bande magnétique, d'un lecteur-perforateur de bandes de papier, et d'une console.

Le transfert des informations vers le calculateur se faisait par l'intermédiaire d'un système commercial CAMAC.

A tout moment, pendant les périodes de prise de données, nous pouvions avoir accès aux informations concernant les taux de comptage ou les histogrammes des différents plans d'hodoscope. Ceci permet de contrôler le bon fonctionnement du dispositif expérimental et une intervention rapide en cas de panne.

2.10 Exploration de différentes régions cinématiques

Afin de pouvoir explorer différentes régions cinématiques, c'est-à-dire d'atteindre différentes valeurs de la variable de Feynman x, pour une impulsion transverse constante, l'ensemble du dispositif expérimental est mobile. Les hodoscopes et les compteurs sont placés sur des tables mobiles dont la position peut être commandée à distance.

On fait également varier le courant dans l'aimant d'analyse.

Les positions des compteurs et la valeur du courant dans l'aimant ont été calculées à l'avance afin de correspondre aux différentes régions que l'on désire étudier. Ces calculs ont été faits en utilisant un programme de simulation d'événements, permettant également de calculer les résolutions expérimentales.

2.11 Acceptance géométrique du dispositif expérimental

Le programme de simulation est très simple : on génère dans le système du laboratoire des événements dans un certain domaine d'espace de phase. Cette génération peut être faite soit en fonction de l'impulsion, et de la direction de production de la particule, soit en fonction de x, de l'impulsion transverse P_t, et de l'angle azimutal ϕ. On calcule alors la trajectoire de la particule dans le système du laboratoire. Lorsque la trajectoire traverse les différents détecteurs, l'événement est retenu. On peut ainsi déterminer le domaine de variation des différentes quantités cinématiques pour les événements entrant dans l'acceptance du dispositif expérimental.

Afin d'explorer différents domaines de variation de la variable de Feynman x, nous avons étudié l'acceptance du dispositif expérimental pour trois positions du système de détection. Les deux premières, que nous appellerons positions I et II, sont associées à un champ de 9,0 kG•m dans l'aimant d'analyse, la position III étant associée à un champ de 19,0 kG•m.

Les figures 18 à 20 représentent les résultats obtenus. Nous avons porté l'acceptance en x, en impulsion transverse P_t, en masse manquante M_X et en moment de transfert noté t.

Nous avons également reporté sur la figure 21 l'acceptance en x et P_t obtenue à partir des résultats expérimentaux : ceci permet de mieux se rendre compte du domaine étudié. On voit que, pour des valeurs de x variant entre 0,3 et 0,9, l'impulsion transverse sera fixée dans la limite 0,15 GeV/c à 0,36 GeV/c.

On remarquera, à partir des figures 18 à 20, qu'il y a recouvrement de l'acceptance d'une position à la suivante, ceci devant permettre une certaine continuité dans les mesures.

2.12 Résolutions expérimentales

Utilisant le programme de génération de trajectoires, on peut calculer les coordonnées des points d'intersection de ces trajectoires avec les hodoscopes, et, tenant compte des résolutions spatiales des détecteurs, calculer l'élément d'hodoscope touché. On peut également tenir compte de la diffusion multiple dans les scintillateurs et dans les compteurs Čerenkov, ainsi que de la résolution en moment des particules incidentes.

A partir des éléments touchés sur chaque hodoscope, on applique le programme de reconstruction, et on calcule les différentes variables cinématiques. La différence entre les valeurs calculées et les valeurs générées, fournit l'information sur la résolution expérimentale.

Nous avons reporté sur les figures 22 et 23 les résultats obtenus pour différentes conditions et pour différentes positions du dispositif.

La résolution sur l'angle de production θ varie peu car la précision de la mesure de l'angle de production dépend principalement de la résolution spatiale de l'hodoscope H_3. La résolution sur l'impulsion P dépend de la région cinématique et de la valeur du courant dans l'aimant d'analyse. Les variables x et P_t dépendant des deux précédentes, on retrouve le même comportement.

Nous avons résumé ces résultats sur les figures 24 et 25 représentant les résolutions en x et P_t en fonction de x pour les trois positions.

3. ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES

Les événements transférés sur bande magnétique pendant les périodes de prises de données sont analysés sur un calculateur du type IBM 360/44.

L'analyse comprend trois phases :

- Reconstruction cinématique des événements,
- Analyse temporelle des résultats pour tenir compte des fluctuations et des variations d'efficacité du système de détection au cours du temps,
- Extraction de l'asymétrie réelle à partir de l'asymétrie brute.

3.1 Reconstruction cinématique

On peut suivre sur la figure 26 les différentes étapes du programme de reconstruction. Rappelons que chaque événement est caractérisé par les éléments d'hodoscopes touchés et encodés dans le SPADAC et par la configuration des informations provenant des compteurs Čerenkov, encodée au niveau du PPU.

La reconstruction se fait séparément pour chaque type de réaction, lorsque le signal de déclenchement ne tient pas compte des informations fournies par les compteurs Čerenkov. On choisit donc une configuration donnée dans le "PPU"; par exemple, pour la réaction $\pi p \rightarrow \pi X$, on demandera la présence d'une information pour les trois compteurs Čerenkov C_1, C_2 et C_3. On compare l'information fournie par le "PPU" à cette configuration, et si l'événement ne correspond pas à la réaction demandée, il est rejeté.

On décode ensuite l'information venant du SPADAC. On se rappelle que chaque plan d'hodoscope est caractérisé par deux nombres correspondant à un ou deux éléments touchés. Si les deux nombres ne sont pas consécutifs, ce qui serait le cas si deux éléments adjacents avaient été touchés (voir le codage au niveau de l'hodoscope), l'événement est rejeté. Cependant, il faut se rappeler que l'on traite ici des événements inclusifs. Il faut donc faire attention à ne pas rejeter de "bons événements". En fait, nous avons vérifié que la proportion d'événements ainsi rejetés et qui correspondent au passage d'au moins deux particules dans toute l'acceptance du dispositif expérimental, est inférieure à quelques pour mille, n'altérant donc pratiquement pas le caractère inclusif des événements obtenus.

Une fois obtenu le numéro d'élément touché pour chaque plan, compte tenu de la position mesurée des différents plans d'hodoscope, on calcule aisément les coordonnées de la trajectoire au niveau de ces plans.

On reconstruit alors la trajectoire. Compte tenu de la résolution spatiale des hodoscopes, un calcul précis de la trajectoire dans le champ de l'aimant d'analyse n'est pas nécessaire. Connaissant les coordonnées de la trajectoire en dehors de l'aimant, une valeur équivalente du champ sur une distance équivalente connue, permet de calculer l'impulsion de la particule.

Connaissant le moment, on peut reconstruire la trajectoire dans le champ de la cible en utilisant la même approximation que précédemment. Ceci permet de calculer, connaissant la direction de la particule incidente, le point d'interaction dans la cible, et l'angle de production.

Un calcul cinématique permet alors, à partir de l'impulsion de la particule incidente, de l'impulsion de la particule produite, et de l'angle de production, d'obtenir les différentes quantités cinématiques, la variable de Feynman x, l'impulsion transverse P_t, la masse manquante M_X et le moment de transfert t.

La figure 27 donne un exemple de distribution obtenue pour la position longitudinale du point d'interaction dans la cible, et la figure 28 les distributions en impulsion transverse P_t et en masse manquante M_X obtenues pour la position III du dispositif expérimental. Ces distributions ont une allure un peu différente de celles que nous avons données lors de la description de l'acceptance géométrique. Cette différence provient de l'effet de la section efficace de production.

Les événements reconstruits sont ensuite classés en différentes bandes correspondant à des limites fixées sur les variables cinématiques. Ces limites doivent tenir compte de la résolution expérimentale.

Nous avons dit que le dispositif expérimental avait été calculé pour obtenir une impulsion transverse moyenne de 0,3 GeV/c, la bande choisie pour produire les résultats a été fixée à une impulsion transverse comprise entre 0,15 GeV/c et 0,36 GeV/c. Ceci permet d'étudier un domaine en x allant de 0,3 à 1 avec un pas $\Delta x = 0,1$.

3.2 Normalisation des mesures

Nous avons vu que le calcul de l'asymétrie (éq. 23) fait intervenir les nombres d'événements obtenus pour les deux sens de polarisation de la cible normalisés à un même nombre d'interactions dans la cible. Cette normalisation, qui doit être indépendante du sens de polarisation de la cible, peut être obtenue à partir des informations fournies par les compteurs moniteurs M1 à M4.

A chaque cycle de la machine, les informations comptabilisées dans des échelles correspondant aux taux de comptage M1•M3 et M2•M4, sont transférées vers le calculateur. Au moment de l'analyse, ces informations sont également comptabilisées.

Nous avons choisi de normaliser les mesures par la somme M1•M3 + M2•M4, qui présentait une bonne stabilité dans le temps. Nous appellerons cette normalisation "normalisation par rapport au moniteur M".

Une fois les événements ainsi analysés, nous avons été confrontés à deux problèmes qui sont en fait liés, et dont nous allons parler maintenant.

3.3 Méthode d'analyse temporelle

Si l'on se reporte à la distribution présentée sur la figure 29, où l'on montre les résultats de mesures "normalisées aux compteurs moniteurs M" obtenues pour différents instants de prise de données dans le temps et pour les deux sens de polarisation, on peut faire les constatations suivantes :

- L'asymétrie brute obtenue entre les mesures faites pour les deux sens de polarisation est faible;
- La fluctuation des taux de comptage au cours du temps est non négligeable, comparée à l'effet à mesurer.

Ceci nous a amené à élaborer une nouvelle méthode d'analyse permettant de tenir compte de ces fluctuations pour extraire la valeur de l'asymétrie[12].

Soit N_i le nombre d'événements normalisés par rapport aux compteurs moniteurs, obtenus lors d'une mesure. Soit P_i la valeur moyenne algébrique de la polarisation de la cible durant cette mesure. Notons enfin par A l'asymétrie que l'on cherche à mesurer. On peut écrire

$$N_i = (1 + A \cdot P_i) D_i \qquad (27)$$

où D_i est un facteur de normalisation qui correspond au nombre d'événements normalisé par rapport au même moniteur que l'on obtiendrait si l'asymétrie était nulle.

Afin de tenir compte des fluctuations dans le temps, on suppose que le facteur D_i dans l'équation 27 dépend de l'instant où l'on fait la mesure. On émet de plus l'hypothèse que les fluctuations dépendent d'une façon continue du temps, que nous noterons D(t), et que nous appelerons fonction de dérive. Nous avons également la condition :

$$D_i = D(t_i)$$

où t_i est l'instant moyen dans lequel a été effectuée la mesure.

Le problème à résoudre est alors le suivant : estimer la fonction de dérive à partir d'une série de M mesures. C'es un problème classique, que l'on peut résoudre par la méthode des moindres carrés, dont nous allons donner les différentes étapes de calcul[13].

Une première méthode consisterait à ajuster une courbe représentant la fonction de dérive, séparément pour les points correspondant aux deux sens de polarisation de la cible. Il est cependant préférable, afin d'avoir plus de contrainte pour cet ajustement, de conserver tous les points et de considérer l'asymétrie A comme un paramètre.

Nous donnons dans l'Annexe II quelques rappels sur la méthode des moindres carrés, ne donnant ici que les résultats principaux.

Il faut minimiser la quantité :

$$Q = \sum_{i=1}^{M} \frac{1}{\sigma_i^2}\left[N_i - D_i(1 + A\,P_i)\right]^2 \qquad (28)$$

où σ_i représente l'erreur expérimentale sur la mesure N_i, D_i la fonction de dérive évaluée au temps t_i, A l'asymétrie à calculer, et P_i la valeur de la polarisation supposée connue sans erreur.

On suppose que l'on peut représenter la fonction de dérive par un polynôme de degré n

$$D(t) = a_0 + a_1 \cdot t + \ldots + a_n \cdot t^n$$

où les a_i sont des coefficients à déterminer.

La solution du problème doit alors satisfaire aux n + 2 équations :

$$\frac{\partial Q}{\partial A} = 0, \quad \frac{\partial Q}{\partial a_0} = 0, \ \ldots, \ \frac{\partial Q}{\partial a_n} = 0$$

c'est-à-dire :

$$\sum_{i=1}^{M} \frac{1}{\sigma_i^2}\left[N_i - D_i(1 + A\,P_i)\right] D_i P_i = 0 \qquad (29)$$

$$\sum_{i=1}^{M} \frac{1}{\sigma_i^2}\left[N_i - D_i(1 + A\,P_i)\right](1 + A\,P_i)\,t_i^j = 0 \qquad (30)$$

pour j = 0 à n.

On remarque que c'est un système d'équations non linéaires; l'équation (29) contient en effet des termes en D_i^2, et l'équation (30) des termes en A^2. Cependant, les n + 1 équations (30) sont linéaires dans les coefficients $a_0, \ldots, a_n$.

On peut alors, pour une valeur donnée de A, résoudre les n + 1 équations (30) par rapport aux coefficients a_i.

La solution sera trouvée lorsque la valeur de A, et les valeurs des paramètres a_i correspondants, satisferont l'équation (29).

Remarquons que nous ne connaissons pas *a priori* le degré n du polynôme représentant la fonction de dérive, mis à part le fait trivial qu'il doit être inférieur à M - 2, où M est le nombre de mesures.

Plus le degré du polynôme sera élevé, plus la courbe obtenue s'ajustera bien aux points expérimentaux, mais il existe une limite au-dessus de laquelle les termes que l'on ajoute ne sont plus significatifs.

Deux tests classiques permettent de définir le degré du polynôme donnant le meilleur ajustement (Annexe II).

Le premier est le test du χ^2. Pour chaque valeur p du degré du polynôme, on calcule la quantité $\chi^2 = Q_{min,p}$ correspondant à la valeur minimum de l'expression (28). Cette valeur est associée à une certaine probabilité de confiance dans l'ajustement.

Le deuxième est le F test. Si l'on considère deux valeurs consécutives $Q_{min,p}$ et $Q_{min,p-1}$, et soit ν le nombre de degrés de liberté associé à $Q_{min,p}$, alors le rapport

$$F = (Q_{min,p-1} - Q_{min,p}) \Big/ (Q_{min,p}/\nu)$$

suit une loi de distribution du type Fisher-Snedecor : $F(1, \nu)$. La valeur de F est alors reliée à une probabilité de vraisemblance de l'hypothèse $a_p = 0$, c'est-à-dire que le coefficient de t^p dans l'expression du polynôme soit nul, et donc que le degré p ne soit pas nécessaire.

Une fois obtenus les paramètres A, a_0, ..., a_n, la méthode des moindres carrés permet également de calculer les variances sur ces paramètres, et, en particulier, la variance sur l'asymétrie A. Nous renvoyons à l'annexe II pour le calcul des variances.

3.4 Application de la méthode à nos mesures

Nous avons effectué différentes séries de mesures, réparties dans le temps. Ces différentes séries sont analysées de façon indépendante en utilisant la méthode précédente.

Nous avons reporté sur la figure 30 deux exemples d'application de la méthode d'estimation de la fonction de dérive. Sur chaque figure, nous avons reporté deux courbes correspondant à la fonction de dérive normalisée par un facteur $(1 \pm AP_t)$ où A est l'asymétrie calculée et P_t la valeur moyenne de la polarisation de la cible.

Afin de vérifier la validité de notre méthode, nous avons calculé la quantité

$$R_i = \left[\frac{\langle A \rangle - A_i}{\sigma_i}\right]^2 \qquad (31)$$

où $\langle A \rangle$ est la valeur moyenne des asymétries A_i obtenues par des mesures indépendantes pour des conditions expérimentales identiques.

Nous avons calculé R pour deux méthodes d'analyse, l'une étant la méthode d'analyse temporelle que nous venons de décrire, et l'autre la méthode classique consistant à prendre la moyenne arithmétique des résultats, ce qui revient à considérer un polynôme de degré zéro dans l'expression de la fonction de dérive.

Nous avons reporté les résultats sur la figure 31. Dans le premier cas, 88% des mesures donnent une valeur inférieure à 1, indiquant une consistance entre

les résultats. Dans le deuxième cas, 54% des cas seulement ont une valeur inférieure à 1 indiquant une plus grande dispersion des résultats par rapport à la valeur moyenne.

3.5 Soustraction du bruit de fond

A partir des valeurs expérimentales qui sont les nombres d'événements normalisés par rapport aux compteurs moniteurs, la méthode précédente nous permet de calculer l'asymétrie brute A_B définie par l'équation (24).

L'asymétrie A à mesurer est alors définie par

$$A = D \cdot A_B \tag{32}$$

où D est le facteur de dilution défini par l'équation (25).

Il faut donc estimer ce facteur D. Rappelons que

$$D = \frac{N}{n^h}$$

où N et n^h sont les nombres d'événements normalisés par rapport aux compteurs moniteurs, obtenus respectivement par diffusion sur tous les nucléons (liés et libres) et sur les protons libres uniquement.

On peut encore écrire

$$D = \frac{N}{N - n^c} \tag{33}$$

où n^c est le nombre d'événements normalisés pour un même nombre d'interactions dans la cible obtenues par diffusion sur les noyaux complexes.

Nous avons déjà dit que l'on pouvait rendre compte de la diffusion sur les noyaux complexes en utilisant la diffusion sur une cible de carbone. Cependant, la cible polarisée et la cible de carbone ne contenant pas nécessairement le même nombre de nucléons, il faut trouver une méthode pour normaliser le nombre d'événements obtenu par diffusion sur la cible de carbone par rapport au nombre obtenu par diffusion sur la cible de protons polarisés.

Parmi les données que nous avons prises pour la position III du dispositif expérimental, une partie des événements correspond à la diffusion élastique $\pi p \to \pi p$. Ces événements peuvent être sélectionnés en imposant des contraintes cinématiques. Nous avons représenté à la figure 32 le spectre en impulsion dans le système du centre de masse. Les événements provenant de la diffusion élastique et quasi-élastique, dont la section efficace dans cette région est supérieure à la section efficace inclusive, apparaissent dans un pic.

On peut alors calculer l'asymétrie brute A_B^{el} correspondant à ces événements, dont le moment de transfert moyen vaut $t = -0,17 \pm 0,04$ $(GeV/c)^2$.

Nous connaissons par ailleurs la valeur du paramètre de polarisation dans la diffusion élastique $\pi p \to \pi p$ à 6 GeV/c et 10 GeV/c [14]. Nous avons extrapolé les valeurs de ce paramètre pour un moment de transfert de $-0,17$ $(GeV/c)^2$ pour calculer une valeur de l'asymétrie à 8 GeV/c : A^{el}.

La relation (32) étant toujours valable, on aura

$$A^{el} = D\, A_B^{el} \ .$$

Considérant alors les événements obtenus avec la cible de carbone pour le même domaine cinématique, on peut calculer le facteur de normalisation k à appliquer à ces événements pour obtenir la valeur connue de A^{el} à partir de la valeur mesurée A_B^{el}

$$D = \frac{N_{el}}{N_{el} - k\, n_{el}^c} \qquad (34)$$

où N_{el} et n_{el}^c sont les nombres d'événements obtenus par diffusion sur la cible polarisée et sur la cible de carbone dans le domaine élastique, et normalisés par rapport aux compteurs moniteurs.

Connaissant le facteur de normalisation k on calcule le facteur de dilution D dans les différentes régions cinématiques. Les valeurs obtenues varient entre 5 et 8 suivant le domaine étudié comme le montrent les résultats de la figure 33.

Afin de faire ressortir la difficulté expérimentale de la mesure, nous avons reporté sur la figure 34 la distribution en "x" des événements obtenus pour la position III du dispositif expérimental. On retrouve le pic des événements élastiques et quasi-élastiques qui servent à la normalisation. On constate la faible différence de taux de comptage obtenus pour les deux sens de polarisation. Nous avons également reporté le fond d'événements quasi-élastiques normalisé par la méthode décrite plus haut.

La partie inférieure de la figure 34 représente la distribution des événements après soustraction du fond. Ici, nous avons sommé les événements obtenus pour les deux sens de polarisation de la cible. Il est intéressant de remarquer que dans la région $x < 0,85$ la contamination d'événements élastiques est négligeable, ce qui est important pour s'assurer que les effets obtenus proviennent d'événements purement inélastiques.

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous donnerons pour commencer l'ensemble des résultats correspondant aux mesures effectuées dans cette expérience, ainsi que ceux obtenus dans une expérience semblable que nous avons faite au Laboratoire Rutherford. Nous commenterons ensuite ces résultats.

4.1 Asymétrie dans les réactions inclusives $\pi^{\pm} p\uparrow \rightarrow \pi^{\pm} X$

Nous avons reporté dans le tableau 3 et sur la figure 35 les résultats que nous avons obtenus au CERN.

Tableau 3

Asymétrie dans les réactions
$\pi^{\pm} p\uparrow \rightarrow \pi^{\pm} X$ à 8 GeV/c

$0,17 \leq P_t \leq 0,36$ GeV/c		
x ± 0,05	$A(\pi^+)$%	$A(\pi^-)$%
0,35	1,9 ± 2,3	-3,0 ± 3,4
0,45	-0,9 ± 2,0	-1,3 ± 2,2
0,55	-2,8 ± 3,0	-2,6 ± 3,5
0,65	3,4 ± 2,3	-1,9 ± 3,2
0,75	3,5 ± 1,9	-1,6 ± 2,3
0,85	8,8 ± 1,8	-9,1 ± 2,7

P_t est l'impulsion transverse de la particule produite, x la variable de Feynman. Nous avons noté $A(\pi^+)$ l'asymétrie obtenue dans la réaction $\pi^+ p\uparrow \rightarrow \pi^+ X$ et $A(\pi^-)$ celle obtenue dans la réaction $\pi^- p\uparrow \rightarrow \pi^- X$.

Sur la figure 35, nous avons également reporté l'asymétrie correspondant aux événements provenant de la diffusion élastique $\pi p \rightarrow \pi p$. Le moment de transfert correspondant est $t = -0,17 \pm 0,04$ $(GeV/c)^2$. Ce sont ces événements que nous avons utilisés pour la normalisation du fond d'événements produits par interaction avec les nucléons liés.

Pour les deux réactions on trouve une asymétrie non nulle dans la région $x > 0,7$, et compatible avec zéro dans la région $x < 0,7$. L'asymétrie est positive dans le cas de la réaction $\pi^+ p\uparrow \rightarrow \pi^+ X$, négative pour la réaction $\pi^- p\uparrow \rightarrow \pi^- X$. Comme dans le cas de la diffusion élastique, on trouve une symétrie "miroir" entre les deux processus.

4.2 Asymétrie dans la réaction $pp\uparrow \rightarrow pX$

Nous avons vu que le faisceau positif que nous avons utilisé contenait une importante proportion de protons. Nous avons effectué parallèlement aux prises

de données en pions, des séries de mesures afin d'étudier l'asymétrie dans le processus inclusif $pp\uparrow \rightarrow pX$. Nous avons reporté dans le tableau 4 et sur la figure 36 les résultats obtenus.

Tableau 4

Asymétrie dans la réaction
$pp\uparrow \rightarrow pX$ à 8 GeV/c

$0,17 \leq P_t \leq 0,36$ GeV/c	
x ± 0,05	A(p)%
0,15	2,7 ± 3,4
0,25	4,4 ± 3,0
0,35	5,9 ± 3,5
0,65	1,7 ± 2,8
0,75	5,3 ± 2,7
0,85	2,2 ± 1,4

Nous avons utilisé les mêmes notations que précédemment. Nous avons également porté sur la figure la valeur de l'asymétrie correspondant à la diffusion élastique $pp\uparrow \rightarrow pp$.

L'asymétrie obtenue est positive dans tout le domaine exploré, avec une valeur moyenne de 4%, ce qui est relativement faible.

4.3 Quelques résultats supplémentaires

Lors d'une expérience que nous avons effectuée au Laboratoire Rutherford destinée à la mesure du paramètre de polarisation dans la diffusion élastique $pp \rightarrow pp$ à 8 GeV/c pour des moments de transfert allant jusqu'à $t = -6,0$ $(GeV/c)^2$, nous avons effectué des mesures d'asymétrie pour les réactions inclusives $pp \rightarrow pX$ et $pp \rightarrow \pi^+X$. Nous avons étudié ces processus dans le même domaine que pour les réactions précédentes, pour une impulsion transverse P_t constante et une valeur variable de la variable de Feynman x.

Les résultats sont présentés sur les figures 37 et 38. Les résultats obtenus pour l'asymétrie dans la réaction $pp\uparrow \rightarrow pX$ confirment les résultats obtenus au CERN. Dans le cas de la réaction $pp\uparrow \rightarrow \pi^+X$, on observe un comportement de l'asymétrie semblable à celui observé dans le cas de la production de protons. L'asymétrie est positive, avec une valeur moyenne de 6%.

Nous avons également étudié le comportement de l'asymétrie pour une valeur fixée de la variable de Feynman x, en variant l'impulsion transverse. Les résultats sont présentés sur la figure 39. On constate un comportement semblable pour les deux réactions $pp\uparrow \rightarrow pX$ et $pp\uparrow \rightarrow \pi^+X$. La valeur moyenne de l'asymétrie est de

7,8% pour la production de protons, et de 5,8% pour la productions de pions, mis à part les points obtenus pour une impulsion transverse de 0,8 GeV/c, qui donnent une asymétrie de l'ordre de 30%.

4.4 Commentaires sur ces résultats

Nous avons vu dans la première partie que la présence d'effets de spin dans les réactions inclusives était liée à la contribution de coupures dans le processus d'échange de la réaction à trois corps. En language de Regge, l'asymétrie s'exprime par le rapport entre la contribution d'une coupure (amplitudes avec renversement d'hélicité) et celle d'un pôle (amplitudes sans renversement d'hélicité). L'étude des réactions à deux corps a montré qu'un tel rapport est de l'ordre de 10%, l'ordre de grandeur de nos résultats n'est donc pas surprenant. Comment un modèle de type Mueller-Regge permet-il de rendre compte des effets observés?

J. Soffer et D. Wray[15] ont élaboré un modèle du type triple-Regge (Annexe 3) en faisant intervenir une coupure du ρ. Nous avons reporté, sur la figure 40, leurs prédictions concernant les réactions $\pi^{\pm} p\uparrow \rightarrow \pi^{\pm} X$ et $pp\uparrow \rightarrow pX$. Bien que ces prédictions donnent l'allure globale des effets observés, les valeurs restent supérieures aux mesures expérimentales.

Il faut remarquer que l'interprétation des résultats en terme d'un modèle de type Mueller-Regge doit être faite avec précaution. En effet, l'énergie pour laquelle nous avons obtenu ces mesures, $s = 16\ GeV^2$ est relativement faible. Ceci signifie que dans la région de fragmentation du projectile, $x \sim 0{,}85$, la masse manquante est encore faible, $M_X \sim 2{,}4\ GeV^2$. Or, cette masse manquante correspond à l'énergie disponible dans le processus à trois corps. Elle doit être suffisamment élévée si l'on veut introduire l'échange d'un pôle[16].

Il paraît donc souhaitable de pouvoir faire des mesures à plus haute énergie. Il serait également nécessaire d'étudier les effets en fonction des deux variables x et P_t ou M_X et t afin de savoir comment varient les effets observés.

En ce qui concerne les présents résultats, une analyse en termes de processus à quasi deux corps semble préférable, étant donné nos conditions cinématiques, mais une telle étude n'a pas été effectuée à ce jour.

5. CONCLUSION

Dans le domaine des réactions à haute énergie, les phénomènes de production de particules prennent de plus en plus d'importance. Une étude complète de ces processus nécessite l'étude des effets de spin.

Dans le cadre d'un modèle de type Mueller-Regge, l'échange de pôles simples interdit la présence d'effet de spin dans la région de fragmentation du projectile lorsque la particule cible est polarisée. Si l'on observe expérimentalement un effet dans cette région, on pourra connaître la contribution de coupures ne factorisant pas dans le processus d'échange.

A l'époque où nous avons décidé d'entreprendre cette expérience, aucun résultat expérimental ne permettait de vérifier ce point.

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé nous a permis, dans un temps assez court, de faire des mesures d'asymétrie pour les trois réactions :

$$\pi^+ p\uparrow \rightarrow \pi^+ X, \quad \pi^- p\uparrow \rightarrow \pi^- X, \quad pp\uparrow \rightarrow pX$$

pour des particules incidentes ayant une impulsion de 8 GeV/c, interagissant avec une cible de protons polarisés. La région cinématique explorée correspond à une impulsion transverse moyenne de 0,3 GeV/c et des valeurs de $x = P^{cm}_{longitudinal}/P^{cm}_{max}$ variant de 0,4 à 1,0, où P^{cm} est l'impulsion dans le système du centre de masse. On se trouve dans la région appelée région de fragmentation du projectile, la particule cible étant polarisée.

Les effets que nous avons mesurés étant faibles, nous avons été amenés à développer une nouvelle méthode d'analyse permettant de tenir compte des fluctuations systématiques des taux de comptage. Cette méthode nous a permis de mesurer des effets inférieurs à ces fluctuations avec une précision de quelques pour mille sur la valeur de l'asymétrie brute.

Les résultats obtenus montrent une asymétrie faible. De plus, dans le cas des réactions $\pi^{\pm} p \rightarrow \pi^{\pm} X$ dans la région $x < 0,7$, l'asymétrie obtenue est compatible avec zéro. Leur interprétation en terme de processus à trois corps doit être faite avec précaution car l'énergie pour laquelle nous avons obtenu ces résultats est faible par rapport au domaine d'application. Dans ce cas, une interprétation en terme de processus à quasi deux corps semble préférable.

Rappelons que nous avons monté cette expérience dans le but d'avoir une idée sur l'existence des effets de spin dans les réactions inclusives. En ce sens, nous avons trouvé une indication sur la présence de tels effets. Mais dans le type de réaction que nous avons étudié, et dans cette région cinématique, les effets sont faibles. Pour pouvoir tirer des enseignements entièrement significatifs, il serait nécessaire de gagner encore en précision. Il est également souhaitable d'améliorer

la stabilité des moniteurs, de l'ensemble des compteurs, et de l'électronique. Une amélioration très nette pourrait être obtenue en diminuant le facteur de dilution de la cible, c'est-à-dire en augmentant la proportion de protons polarisés par rapport aux nucléons liés, soit en utilisant un autre type de cible, soit, dans certains cas, en utilisant un faisceau polarisé et une cible d'hydrogène.

Pour terminer, nous voudrions mentionner le résultat obtenu dans la mesure de la polarisation de Λ^0 produits par des protons de 300 GeV sur du beryllium. Dans la région $0,3 \leq x \leq 0,7$ pour une impulsion transverse de 1,5 GeV/c la polarisation obtenue est de l'ordre de 30% [17]. Ce résultat nous paraît très encourageant pour les expériences futures à plus haute énergie.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier :

M. le professeur R. Nataf qui a bien voulu assumer la présidence de ma thèse;

Messieurs J.C. Bizot, A. Michalowicz, S. Nourouchev, et M. Vivargent qui m'ont aidé de leurs conseils pour l'élaboration de la présente thèse;

Monsieur J. Soffer pour les discussions très fructueuses que nous avons eues pour la rédaction de la partie théorique;

Monsieur K. Kuroda pour l'attention particulière qu'il a bien voulu porter à mon travail;

Enfin, tous mes collègues de travail et les techniciens qui ont participé à la réalisation de cette expérience, ainsi que le Service dactylographique du CERN pour le soin apporté à la dactylographie et à la présentation de ce document.

ANNEXE I

REALISATION D'UN HODOSCOPE DE HAUTE RESOLUTION

Dans le cadre de cette expérience, la détection des particules avant l'aimant d'analyse (hodoscope H_3) doit tenir compte des caractéristiques suivantes :

i) haut flux de particules
ii) haute résolution .

La première caractéristique provient du fait que nous devons détecter les particules produites à angle faible dans le laboratoire. Le détecteur placé avant l'aimant d'analyse va être traversé par toutes les particules émises dans l'acceptance géométrique qu'il définit alors que les détecteurs placés après l'aimant d'analyse ne seront traversés que par une partie de ce flux, celle correspondant aux particules émises dans l'espace de phase défini par le dispositif expérimental. En particulier, l'hodoscope va être traversé par toutes les particules de faible impulsion dont la section efficace de production est grande. On peut dire que l'hodoscope doit pouvoir travailler dans des conditions normales lorsqu'il sera soumis à un flux d'environ 10^6 particules par cycle.

La seconde caractéristique est due au fait que la place disponible pour le dispositif expérimental est limitée. Compte tenu de l'encombrement du bras de détection situé après l'aimant d'analyse, le détecteur va se situer assez près de la cible de protons polarisés. Afin d'obtenir une résolution suffisante sur la mesure de l'angle de production des particules, il faut atteindre une bonne résolution spatiale : 2 mm dans notre cas.

Nous avons vu que la technique employée pour les autres plans d'hodoscope, schématisée à la figure 11, permettait d'atteindre au mieux une résolution de 3 mm, sans utiliser de guides de lumière. On peut réaliser, suivant la même technique, une résolution effective plus faible, mais on est gêné par la dimension des tubes photomultiplicateurs. Il faut alors éloigner les tubes photomultiplicateurs des scintillateurs et collecter la lumière au moyen de guides. On retrouve le même problème que celui que nous avons mentionné dans la description des compteurs définissant l'acceptance expérimentale. Si l'on utilise des guides en plexiglas, en présence d'un haut flux, ces guides vont être traversés par des particules n'entrant pas dans l'acceptance expérimentale, mais qui, par effet Čerenkov dans le plexiglas, produisent des coïncidences fortuites. D'un autre côté, la réalisation de guides d'air comme ceux utilisés pour les compteurs S (fig. 9) est possible, mais présente des difficultés de construction lorsque le nombre de scintillateurs est grand.

Une deuxième méthode permettant d'utiliser moins de tubes photomultiplicateurs est celle utilisant le codage de Gray[18]. Nous avons schématisé un tel détecteur sur la figure 41. La forme générale d'un plan est celle d'un peigne. Le nombre et la largeur des "dents" varient d'un plan à l'autre comme on peut le voir sur la figure. A chaque plan de scintillateur ne correspond qu'un seul tube photomultiplicateur. Cette méthode a cependant un inconvénient en présence d'un haut flux de particules. Comme on le voit sur la figure, chaque plan de scintillateur couvre 50% de l'acceptance géométrique, le taux de comptage pour chaque tube photomultiplicateur sera très grand, et l'on aura des problèmes de temps morts et de comptages fortuits au niveau des coincidences.

La méthode que nous avons utilisée permet de résoudre ces problèmes.

1. TESTS DE LA METHODE

La méthode consiste à utiliser le pouvoir de grandissement d'un miroir sphérique de façon à amener l'image du scintillateur à la dimension de la photocathode du tube photomultiplicateur[19].

Afin d'étudier cette méthode de collection de la lumière, nous avons réalisé le montage de test indiqué sur la figure 43. Le scintillateur utilisé a une section rectangulaire et l'on est donc obligé d'utiliser un court guide de plexiglas au niveau du tube photomultiplicateur pour recueillir la lumière. Ce modèle a été testé en laboratoire en utilisant comme source de lumière, soit une photodiode, soit une source de cobalt-60.

Dans le but de déterminer l'efficacité de la collection de lumière, nous avons comparé la hauteur de l'impulsion fournie par le tube photomultiplicateur lorsque le scintillateur se trouve dans la position indiquée sur la figure et lorsqu'il est en contact avec le guide de lumière. On obtient une efficacité de 50% qui rend compte du fait que l'acceptance du miroir est limitée.

Pour pouvoir réaliser un hodoscope, en utilisant cette méthode nous devons nous assurer que les images de deux scintillateurs adjacents seront suffisamment distinctes. Nous avons étudié cet effet en déplaçant le tube photomultiplicateur transversalement, relativement à la position du scintillateur (direction X_2 sur la figure). On obtient un facteur 10 sur la hauteur d'impulsion lorsque l'on passe de la position normale à celle qui correspondrait à l'élément adjacent.

Nous renvoyons à l'article cité en référence 19 pour la description des autres tests que nous avons réalisés. Ces tests s'étant révélés encourageants, nous avons réalisé un prototype que nous avons ensuite utilisé dans cette expérience, ainsi que dans les expériences que nous avons réalisées par la suite.

2. CARACTERISTIQUES DE L'HODOSCOPE

L'hodoscope réalisé, décrit à la figure 11, comprend 48 éléments de scintillateurs de dimensions 1,9 × 10 × 150 mm. La distance focale du miroir est de 125 mm, et le pouvoir de grandissement de 6,5.

Le miroir est pourvu d'un dispositif mécanique simple permettant le réglage. Celui-ci doit être effectué une seule fois lors de la mise en place de l'hodoscope. L'ajustement se fait en appliquant une source de lumière à la base des scintillateurs, on cherche à focaliser les images et à obtenir la meilleure séparation possible.

Les tests effectués dans les conditions expérimentales ont permis d'établir que l'efficacité de détection de l'hodoscope est de 95% après rejet des événements donnant plus d'un signal de photomultiplicateurs (principalement éléments adjacents).

Ce détecteur présente les avantages suivants :

- Le taux de comptage par élément est faible, puisque les dimensions des scintillateurs sont petites. Ceci permet une utilisation avec un haut flux de particules;
- Pas de guide de lumière, donc pas de montage mécanique compliqué, et pas d'effet Čerenkov comme pour les guides en plexiglas;
- Une bonne efficacité de détection : 95%;
- Possibilité d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre du millimètre.

ANNEXE II

ESTIMATION PARAMETRIQUE

Considérons le problème suivant : soit y_i le résultat d'une mesure d'une fonction y(x) pour la valeur $x = x_i$. On dispose d'une série de N mesures y_1 a y_N, et l'on cherche à estimer les points expérimentaux par une série de degré n. On pourra considérer par exemple la série :

$$f(x_i) = \sum_{k=0}^{n} a_k \, x_i^k \, . \qquad \text{(AII.1)}$$

Il faut alors déterminer les coefficients a_k qui donnent la meilleure représentation des points expérimentaux.

Nous nous limiterons dans cet annexe au rappel de quelques points importants concernant les méthodes d'estimation, et nous renvoyons aux articles cités en référence (réf. 13) pour plus de détails.

1. LOI DE PROBABILITE DANS L'ESPACE A N DIMENSIONS

Les mesures dépendent de phénomènes aléatoires, et nous supposerons que nous pouvons décrire la loi de probabilité de ces phénomènes par une loi de Gauss. On aura :

$$P(y_0)\, dy_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \, e^{-(y_0-\bar{y}_0)^2/\sigma^2} \, \frac{dy_0}{\sigma} \qquad \text{(AII.2)}$$

où $P(y_0)\, dy_0$ est la probabilité d'obtenir une valeur comprise entre y_0 et $y_0 + dy_0$, $\bar{y}_0$ est la valeur moyenne de y_0, et σ^2 la variance sur y_0. Rappelons que nous avons :

$$\sigma^2 = \overline{(y_0 - \bar{y}_0)^2} = \overline{y_0^2} - (\bar{y}_0)^2 \, . \qquad \text{(AII.3)}$$

Si l'on considère un ensemble de N valeurs indépendantes y_1 à y_N, la probabilité d'obtenir un certain ensemble de valeurs sera égale au produit des lois de probabilité, c'est-à-dire :

$$f(y_1, \ldots, y_N) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2}} \, \frac{1}{\sigma_1 \, \sigma_2 \, \ldots \, \sigma_N} \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{(y_1-\bar{y}_1)^2}{\sigma_1^2} + \ldots + \frac{(y_N-\bar{y}_N)^2}{\sigma_N^2} \right] \right) \, .$$

(AII.4)

Les expressions et les calculs se trouvent simplifiés si l'on adopte une notation vectorielle. Considérons les N valeurs y_1 à y_N comme les composantes d'un vecteur Y de l'espace à N dimensions.

Nous noterons

$$Y = \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \\ y_N \end{pmatrix} \qquad \text{(AII.5)}$$

Introduisons également la matrice des variances :

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & & & \\ & \sigma_2^2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \sigma_N^2 \end{pmatrix} \qquad \text{(AII.6)}$$

et la matrice des poids :

$$G = V^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_1^2} & & & \\ & \frac{1}{\sigma_2^2} & & \\ & & \ddots & \\ & & & \frac{1}{\sigma_N^2} \end{pmatrix} . \qquad \text{(AII.7)}$$

Remarquons que

$$\det (V) = \sigma_1^2 \cdot \sigma_2^2 \ \ldots \ \sigma_N^2 . \qquad \text{(AII.8)}$$

On peut alors exprimer l'équation (AII.4) sous la forme

$$f(y_1, \ \ldots, \ y_N) = \frac{1}{(2\pi)^{N/2}} \frac{1}{\sqrt{\det V}} e^{-\frac{1}{2}(Y-\bar{Y})^T G (Y-\bar{Y})} \qquad \text{(AII.9)}$$

où l'on a posé :

$$\bar{Y} = \begin{pmatrix} \bar{y}_1 \\ \vdots \\ \bar{y}_N \end{pmatrix}$$

et où $(Y-\bar{Y})^T$ représente le vecteur transposé de $(Y-\bar{Y})$.

2. PROPAGATION DE LA MATRICE DES VARIANCES

Considérons une fonction du vecteur aléatoire Y :

$$U = U(Y) . \qquad \text{(AII.10)}$$

Comment exprimer la variance V_u sur U connaissant la variance V_y sur Y? Pour cela, développons l'expression (AII.10) autour de la valeur moyenne $\bar{Y}$ de Y, en nous limitant au terme d'ordre 1 :

$$U(Y) = U(\bar{Y}) + \frac{\partial U}{\partial Y} (Y - \bar{Y}) \qquad \text{(AII.11)}$$

où la matrice $\partial U/\partial Y$ a pour éléments :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial y_j} .$$

La valeur de ces éléments devant être prise pour $y_k = \bar{y}_k$ quel que soit k (développement de Taylor).

Considérons alors la valeur moyenne de l'expression (AII.11) :

$$\overline{U(Y)} = \overline{U(\bar{Y})} + \overline{\left[\frac{\partial U}{\partial Y}\,(Y - \bar{Y})\right]} = U(\bar{Y}) + \frac{\partial U}{\partial Y}\,\overline{(Y - \bar{Y})} = U(\bar{Y}) . \qquad \text{(AII.12)}$$

On calcule aisément la variance :

$$V_U = \overline{\left[\,U(Y) - U(\bar{Y})\right]^2} = \overline{\left[U(Y) - U(\bar{Y})\right]\left[U(Y) - U(\bar{Y})\right]^T} \qquad \text{(AII.13)}$$

en remarquant que :

$$U(Y) - U(\bar{Y}) = \frac{\partial U}{\partial Y}\,(Y - \bar{Y}) . \qquad \text{(AII.14)}$$

On trouve alors :

$$V_U = \left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right) V_Y \left(\frac{\partial U}{\partial Y}\right)^T . \qquad \text{(AII.15)}$$

Dans le cas particulier d'une fonction de N variables indépendantes, on retrouve l'expression classique :

$$\sigma_u^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\partial u}{\partial x_i}\right)^2 \sigma_i^2 .$$

3. ESTIMATION PARAMETRIQUE

Nous voyons que, d'après l'expression (AII.9), la probabilité dépend du terme

$$e^{-\frac{1}{2}(Y-\bar{Y})^T G (Y-\bar{Y})} .$$

Supposons que l'on estime $\bar{Y}$ à partir d'une expression du type (AII.1). La probabilité pour que cette estimation soit juste sera maximum lorsque l'expression :

$$(Y - \bar{Y})^T\, G (Y - \bar{Y}) \qquad \text{(AII.16)}$$

sera minimum par rapport aux paramètres à estimer. Posons :

$$\Delta Y = Y - \bar{Y} \qquad \text{(AII.17)}$$

et

$$Q = \Delta Y^T\, G\, \Delta Y . \qquad \text{(AII.18)}$$

La condition de minimum de Q s'exprimera par le système d'équations :

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial a_0} &= 0 \\ &\vdots \\ \frac{\partial Q}{\partial a_n} &= 0 \end{aligned} \qquad \text{(AII.19)}$$

où a_0, ..., a_n sont les paramètres à estimer.

Posons

$$\frac{\partial Q}{\partial A} = \begin{pmatrix} \frac{\partial Q}{\partial a_0} \\ \vdots \\ \frac{\partial Q}{\partial a_n} \end{pmatrix} \qquad \text{(AII.20)}$$

Remarquons que G n'est pas fonction des a_i. On peut alors dériver l'expression quadratique (AII.18), soit :

$$\frac{\partial Q}{\partial A} = 2(\Delta Y)^T G\left(\frac{\partial \Delta Y}{\partial A}\right) = 0 \ . \qquad \text{(AII.21)}$$

Soit A_0 une valeur approchée de A et $\bar{Y}_0$ la valeur de $\bar{Y}$ correspondante. On peut écrire en développant $\bar{Y}$ au 1er ordre :

$$\begin{aligned} A &= A_0 + \Delta A \\ \bar{Y} &= \bar{Y}_0 + \frac{\partial \bar{Y}}{\partial A_0}(\Delta A) = \bar{Y}_0 + D \cdot \Delta A \end{aligned} \qquad \text{(AII.22)}$$

avec

$$D = \frac{\partial \bar{Y}}{\partial A_0} = \frac{\partial \bar{Y}}{\partial \Delta A} \ .$$

La condition (AII.21) s'exprime par :

$$(\bar{Y} - Y)^T \cdot G \frac{\partial}{\partial \Delta A}(\bar{Y} - Y) \ . \qquad \text{(AII.23)}$$

On obtient alors facilement :

$$\Delta A = (D^T \cdot G \cdot D)^{-1} D^T \cdot G (Y - \bar{Y}_0) \ . \qquad \text{(AII.24)}$$

Utilisant la propagation de la matrice des variances que nous avons définie par l'équation (AII.15), on peut exprimer la variance sur les paramètres :

$$\begin{aligned} V_A = V_{\Delta A} &= \left(\frac{\partial A}{\partial \bar{Y}}\right) G^{-1} \left(\frac{\partial A}{\partial \bar{Y}}\right)^T \\ V_A &= \left[(D^T \ G \ D)^{-1} \ D^T \ G\right] G^{-1} \left[(D^T \ G \ D)^{-1} \ D^T \ G\right]^T \ . \end{aligned} \qquad \text{(AII.25)}$$

D'où

$$V_A = (D^T \ G \ D)^{-1} \ . \qquad \text{(AII.26)}$$

On a donc calculé les paramètres et leurs variances à partir des variances sur les valeurs expérimentales et des dérivées de la fonction à estimer par rapport aux paramètres.

En général, on ne connaît pas le degré n du polynôme à considérer. Deux tests statistiques permettent alors de définir un degré de confiance envers l'estimation effectuée.

4. TEST DE χ^2

On peut montrer que l'expression (AII.18) correspondant à l'estimation de N points expérimentaux par un polynôme de degré n, obéit à une loi statistique appelée loi de χ^2 à N-n-1 degrés de liberté. Connaissant cette loi, on peut exprimer la probabilité d'avoir une valeur comprise entre Q et Q + dQ, supérieure à une valeur limite Q_0 que l'on se fixe.

Pour définir quel degré de polynôme donne la meilleure estimation des données expérimentales, on calcule la quantité :

$$R = \frac{Q}{N-n-1} \qquad \text{(AII.27)}$$

pour n = ϕ, 1, 2, ...

En général, R croît en fonction de n, puis atteind un plateau. La meilleure estimation est obtenue pour le degré le plus faible pour lequel R atteint le plateau.

Souvent les choses ne sont pas aussi claires, et des tests complémentaires sont nécessaires.

5. TEST F

Soient Q_{n-1} et Q_n les valeurs obtenues pour deux estimations correspondant à des degrés n-1 et n. Soit $\nu = N - n - 1$.

On définit la quantité statistique par

$$S_\nu = \frac{\nu}{Q_n} (Q_{n-1} - Q_n) \ .$$

On montre [Réf. (13b), p. 170-195] que ce rapport suit une loi de distribution de Fisher : F(1, ν), si le coefficient correspondant au terme de degré n de l'estimation est nul. Le rapport est plus grand si ce coefficient n'est pas nul.

En se fixant un degré de confiance P_0, les tables statistiques nous donnent pour une valeur ν donnée la limite inférieure F_0 de ce rapport. Si $S_\nu > F_0$, on peut dire que le coefficient introduit n'est pas nul, avec une probabilité P_0.

ANNEXE III

LA LIMITE DE TRIPLE REGGE

Nous considérons la réaction inclusive A + B → C + X, et nous emploierons la notation suivante :

$$S = (Q_A + Q_B)^2$$
$$\Delta^2_{AC} = (Q_A - Q_C)^2$$
$$\Delta^2_{BC} = (Q_B - Q_C)^2$$
$$M_X^2 = (Q_A + Q_B - Q_C)^2$$

où Q_A, Q_B, Q_C sont les quadrivecteurs énergie-impulsion des particules A, B et C.

Pour un état X déterminé, donc pour une masse M_X fixée, considérons la région cinématique suivante :

$$S \to \infty$$
$$\Delta^2_{BC},\ M_X^2 \text{ fixés}$$
$$\frac{M_X^2}{S} \to 0$$
$$|x| \sim 1$$

où x est la variable de Feynman (éq. 4). On peut exprimer l'amplitude T_X de ce processus par l'échange d'un pôle de Regge dans la voie BC, tel que nous l'avons représenté sur la figure 43a.

La section efficace du processus quasi deux corps s'exprime par le module carré $|T_X|^2$, ce que nous avons schématisé à la figure 43b.

On obtient la section efficace inclusive en sommant sur les différents états X. Le théorème optique généralisé nous permet alors de relier cette section efficace à la discontinuité en M_X^2 de l'amplitude de diffusion du processus à trois corps $AB\bar{C} \to AB\bar{C}$ (fig. 43c).

Considérant ensuite la limite où la masse manquante M_X devient grande, on peut tenter un développement de Regge au vertex réggéon-particule (fig. 43d).

Cette limite est appelée triple Regge, puisque faisant intervenir trois réggéons.

On obtient facilement l'amplitude correspondant au diagramme de la figure 43d :

$$f \overset{\alpha}{\simeq} \sum_{i,j,k} \gamma_i^{B\bar{C}}\, \gamma_j^{B\bar{C}}\, \gamma_k^{A}\, \eta_{ijk} \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{\alpha_i+\alpha_j} \left(M_X^2\right)^{\alpha_k}$$

où $\gamma_i^{B\bar{C}}$ et $\gamma_j^{B\bar{C}}$ représentent les constantes de couplage aux deux vertex $B\bar{C},\alpha_i$ et $B\bar{C},\alpha_j$. γ_k^{AA} est la constante de couplage au vertex AA,α_k. η_{ijk} représente la constante de couplage entre les trois réggéons. Le terme $(s/M_X)^{\alpha_i+\alpha_j}$ est la dépendance en énergie provenant du développement de Regge faisant intervenir les pôles α_i et α_j, et le terme $(M_X^2)^{\alpha_k}$ provient de la dépendance en énergie introduite par l'échange du pôle α_k.

REFERENCES

1) CERN-IPN Orsay-Oxford Collaboration, Proposal to investigate spin-dependent effects in high-energy proton-proton interactions at RHEL and CERN, PH I/COM-72/20 (1972).

2) G. Giacomelli, XVI Internat. Conf. on High-Energy Physics, Batavia, Ill. (1972), Vol. 3, p. 219.

3) L.G. Ratner et al., Conf. on High-Energy Physics, Rochester, N.Y., August 1971 (Ed. A.C. Melissinos and P.F. Slattery, American Institute of Physics).

4) D.R.O. Morrisson, Experimental review of strong interactions at high energy, CERN/D. PH II/Phys. 73-46 (1973).

5) A.H. Mueller, Phys. Rev. D 2, 2963 (1970).

6) H. Miettinen, Regge phenomenology of inclusive reactions, Thèse de l'Université d'Helsinki (1973).

7) C. Iso et al., Nuclear Phys. B51, 255 (1973).

8) H.D.I. Abarbanel, Phys. Rev. Letters 26, 732 (1971).

9) R.J.N. Phillips et al., Phys. Letters 40B, 239 (1972).

10) M. Borghini et al., Nuclear Instrum. Methods 72, 45 (1969).
M. Borghini et al., Phys. Letters 26A, 242 (1968).

11) Manuel SPADAC, SEN (Société d'Electronique Nucléaire), Genève.

12) V. Chabaud et K. Kuroda, Nuclear Instrum. Methods 125, 119 (1975).

13) D.J. Hudson, Lectures on Elementary Statistics and Probability, CERN 63-29 (1963).
D.J. Hudson, Lectures on Elementary Statistics and Probability, CERN 64-18 (1964).
L. Jauneau et D. Morellet, Notions de Statistique et Applications, CERN 64-13 (1964).
P. Cziffra et M.J. Moravcsik, A practical guide to the method of least squares, UCRL-8523 (1958).

14) M. Borghini et al., Phys. Letters 31B, 405 (1970).
M. Borghini et al., Phys. Letters 36B, 493 (1971).

15) J. Soffer et D. Wray, Nuclear Phys. B73, 231 (1974).

16) R.D. Field, CALT-68-459 (1968).

17) G. Bunce et al., Phys. Rev. Letters 36, 1113-1116 (1976).

18) D.E. Pellett et al., Nuclear Instrum. Methods 115, 135-139 (1974).

19) A. Gonidec, A. Kupferschmid et K. Kuroda, A high resolution hodoscope using a spherical mirror, à paraître dans Nuclear Instrum. Methods.

Quelques articles généraux

A. Fridman, Cours de DEA de physique corpusculaire de l'Université L. Pasteur, Notions sommaires sur les réactions inclusives à une particule, Strasbourg 1970-1971.

R.C. Arnold, Lectures on inclusive reactions, ANL/HEP 7139 (1971).

E.L. Berger, Inclusive experiment, ANL/HEP 7148 (1971).

D. Horn, Phys. Reports 4C (1972).

E.L. Berger, Multiparticle production processes at high energy, CERN TH 1737 (1973).

W.R. Frazer et al., Rev. Mod. Phys. 44, 284 (1972).

Ph. Salin, Phénoménologie de Mueller-Regge, Cours de l'Ecole de Physique, Gif-sur-Yvette, 1973 (Ed. IN2P3).

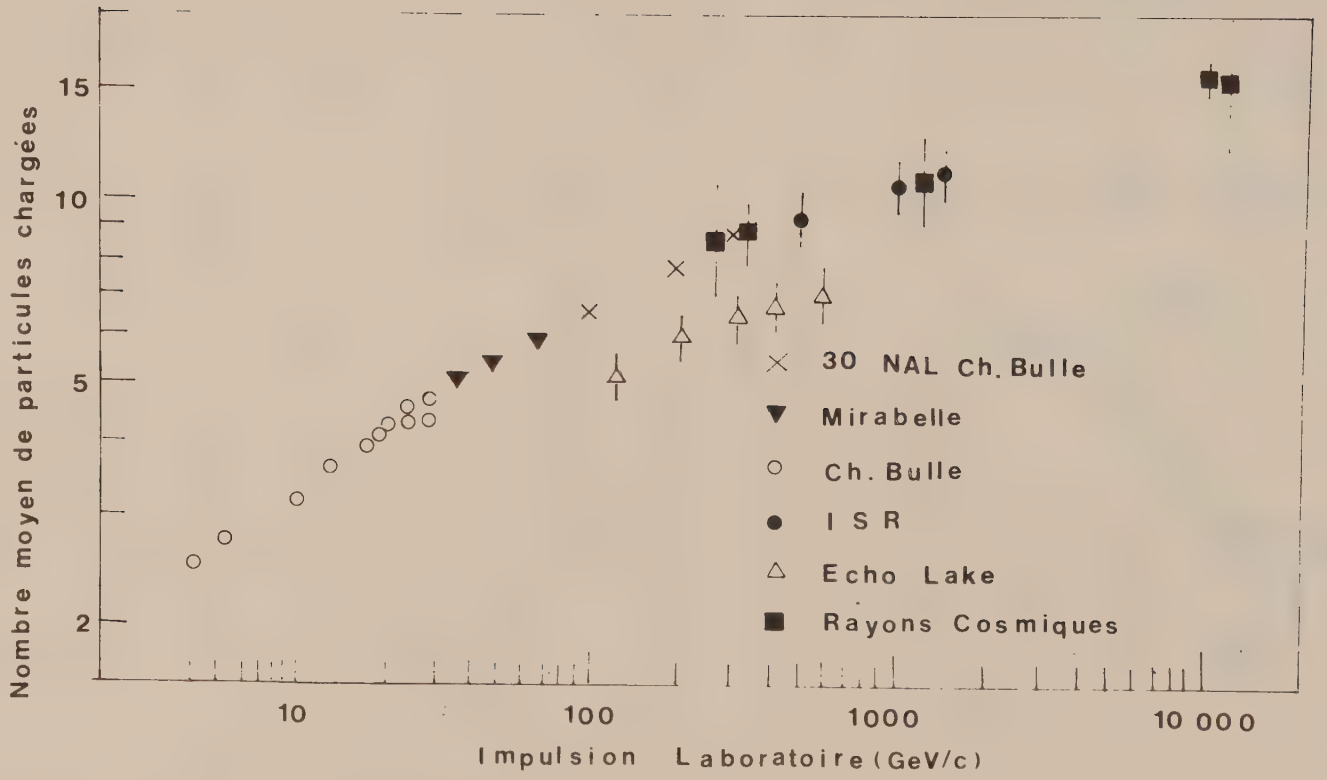
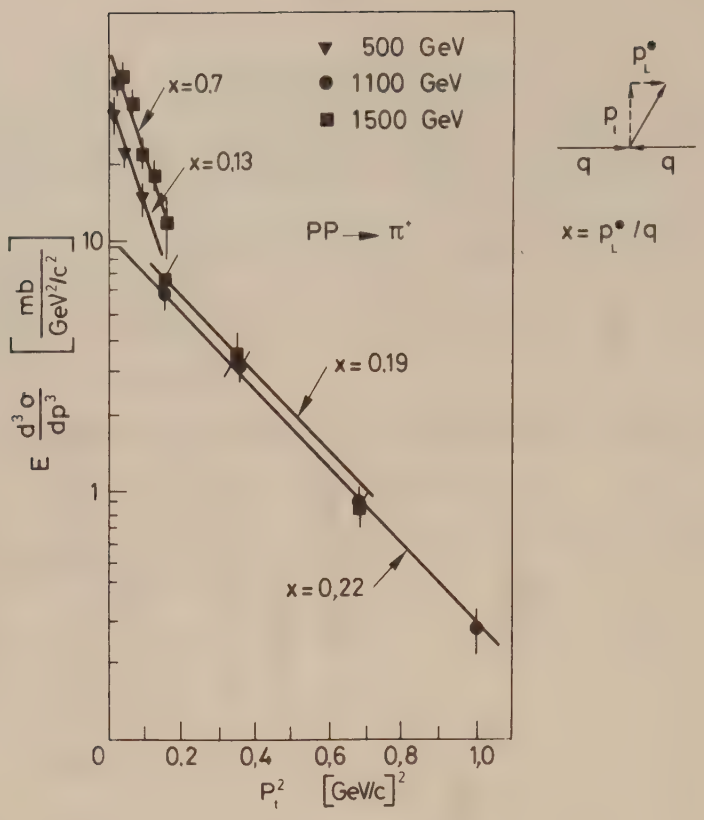
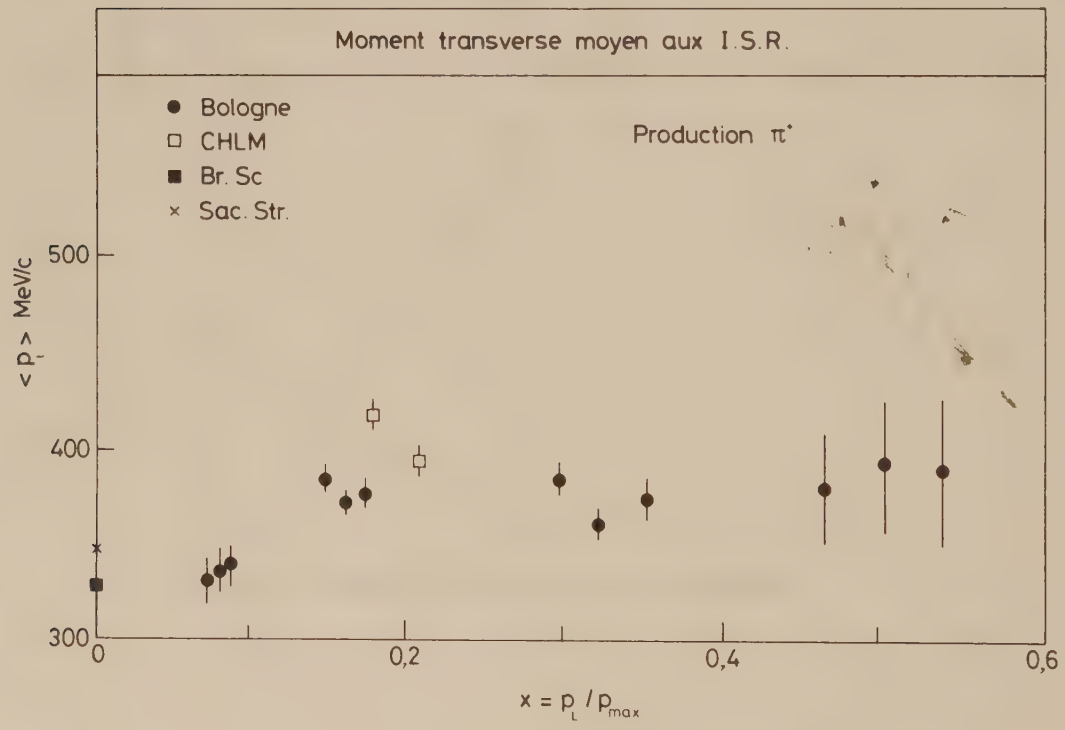


Fig. 1 Nombre moyen de particules chargées produites en fonction de l'énergie



a) Section efficace de production en fonction de l'impulsion transverse



b) Impulsion transverse moyenne en fonction de l'impulsion longitudinale réduite (variable de Feynman x)

Fig. 2

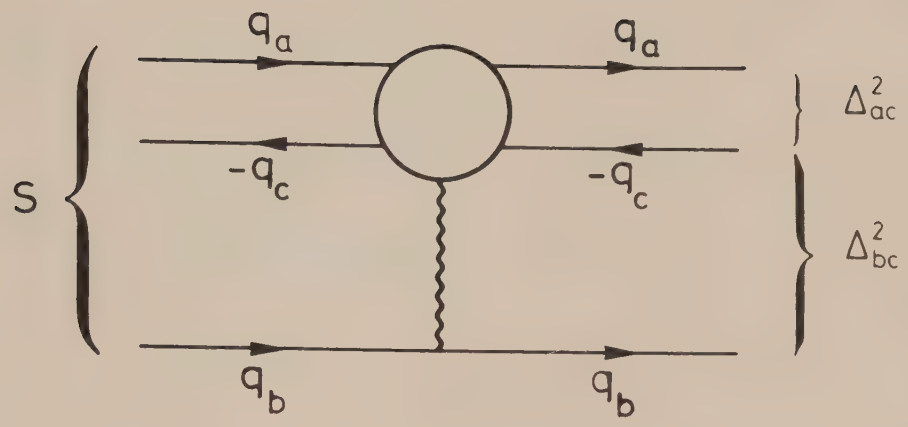


Fig. 3 Echange d'un pôle dans un processus à trois corps

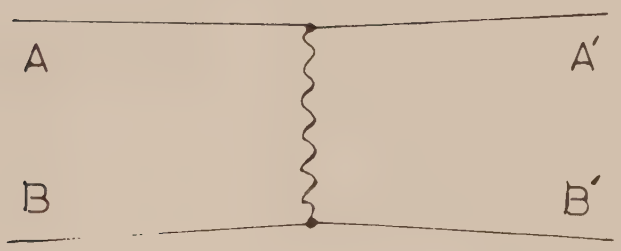


Fig. 4 Echange d'un pôle dans un processus à deux corps

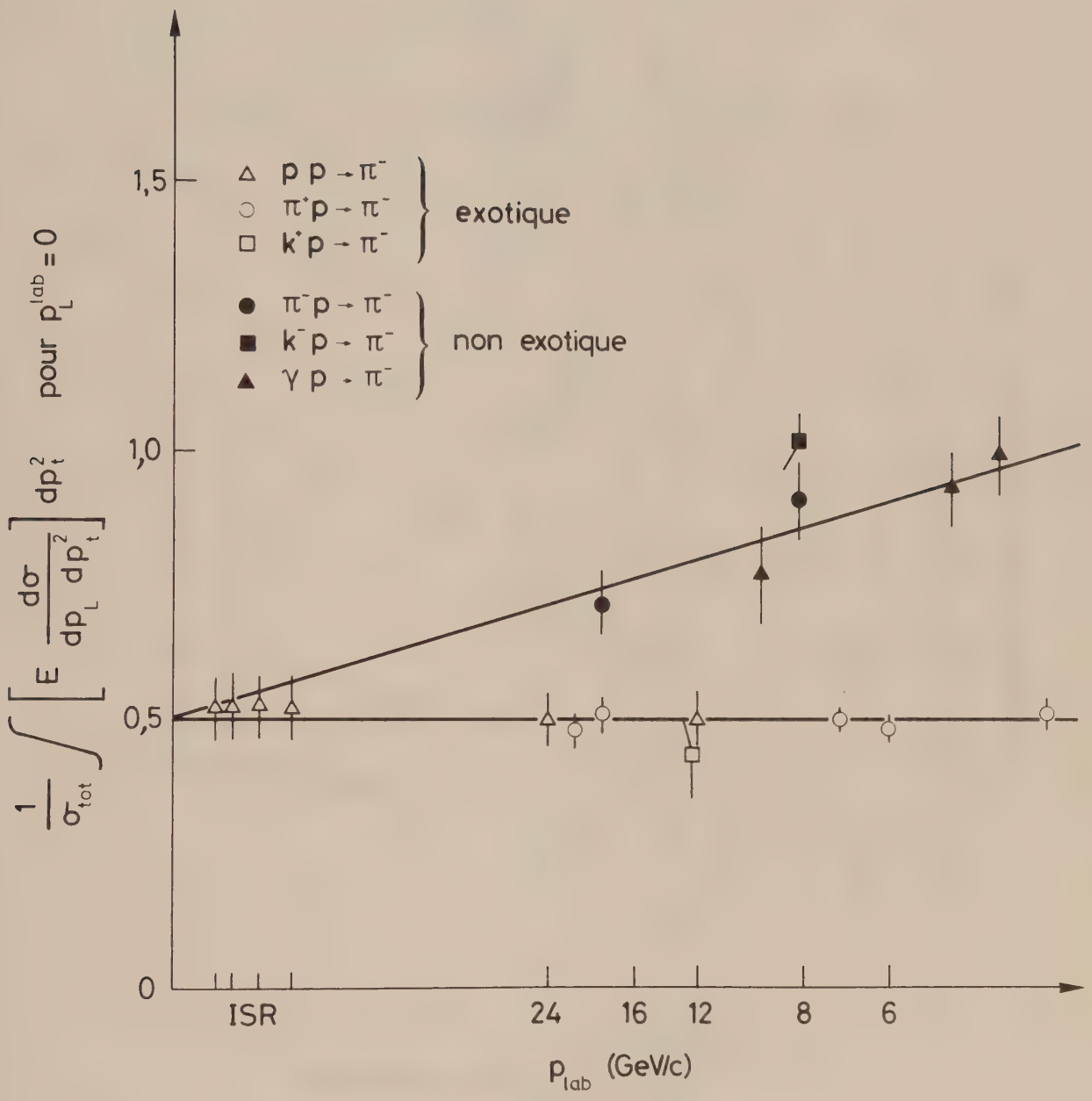


Fig. 5 Comparaison des résultats expérimentaux avec la prediction de la limite simple Regge

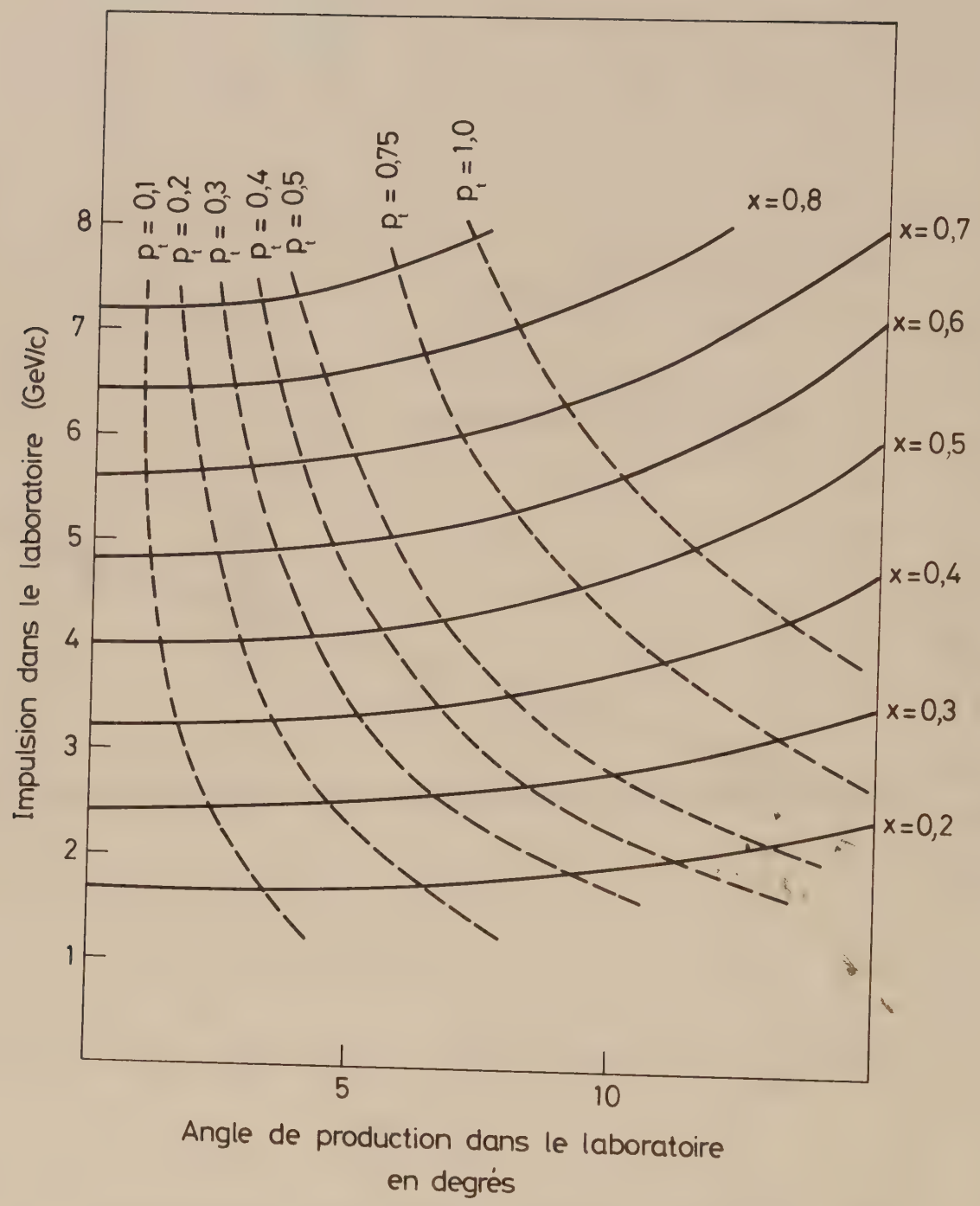


Fig. 6 Cinématique de la réaction $\pi p \to \pi X$ à 8 GeV/c

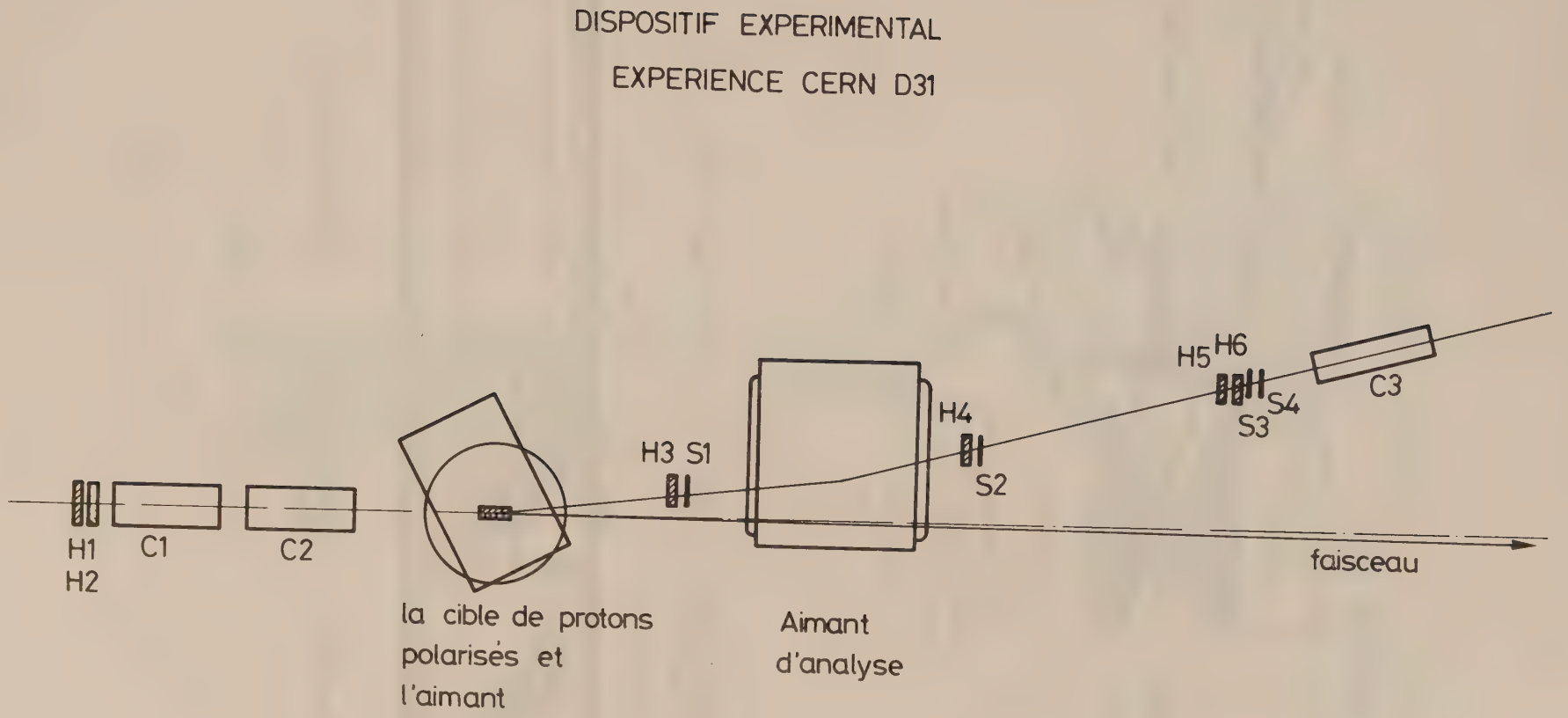
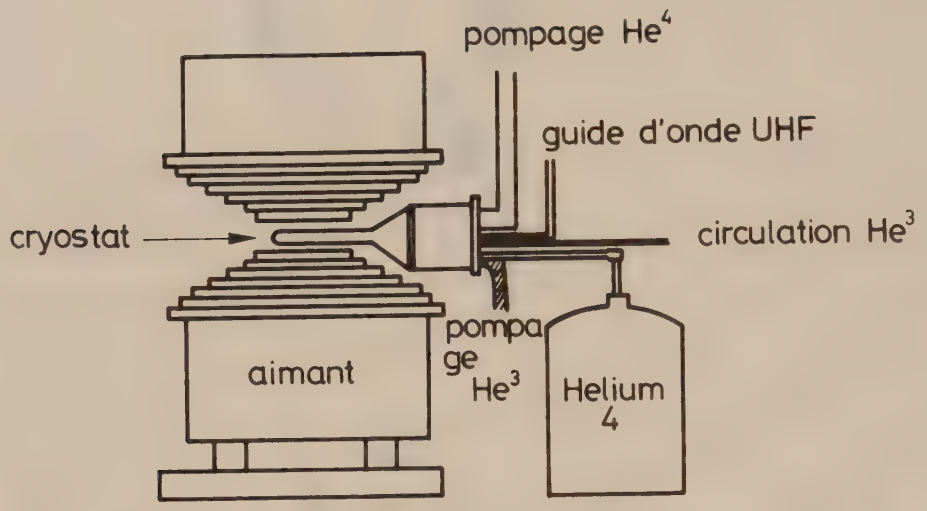
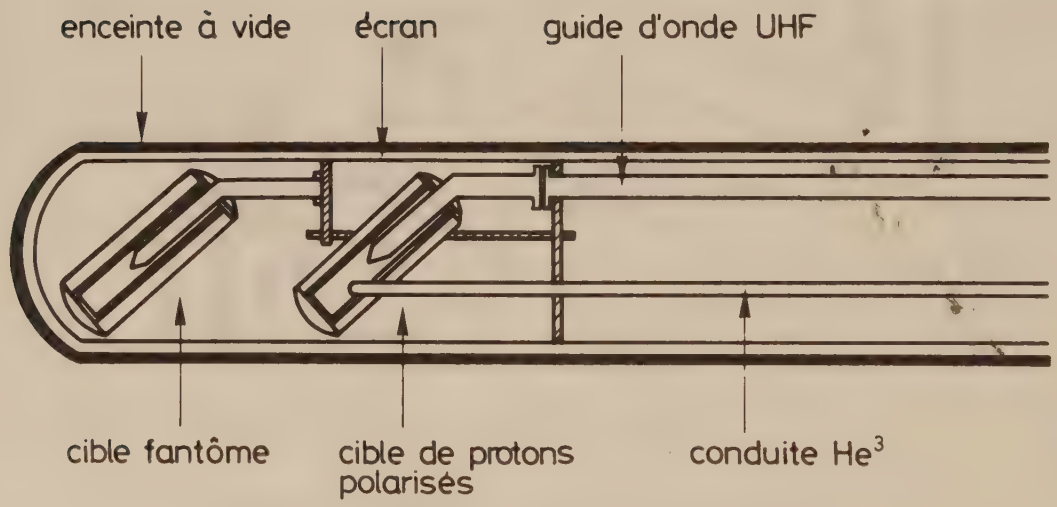


Fig. 7 Dispositif expérimental



a) Cible de protons polarisés



b) Cryostat et les deux cibles

Fig. 8

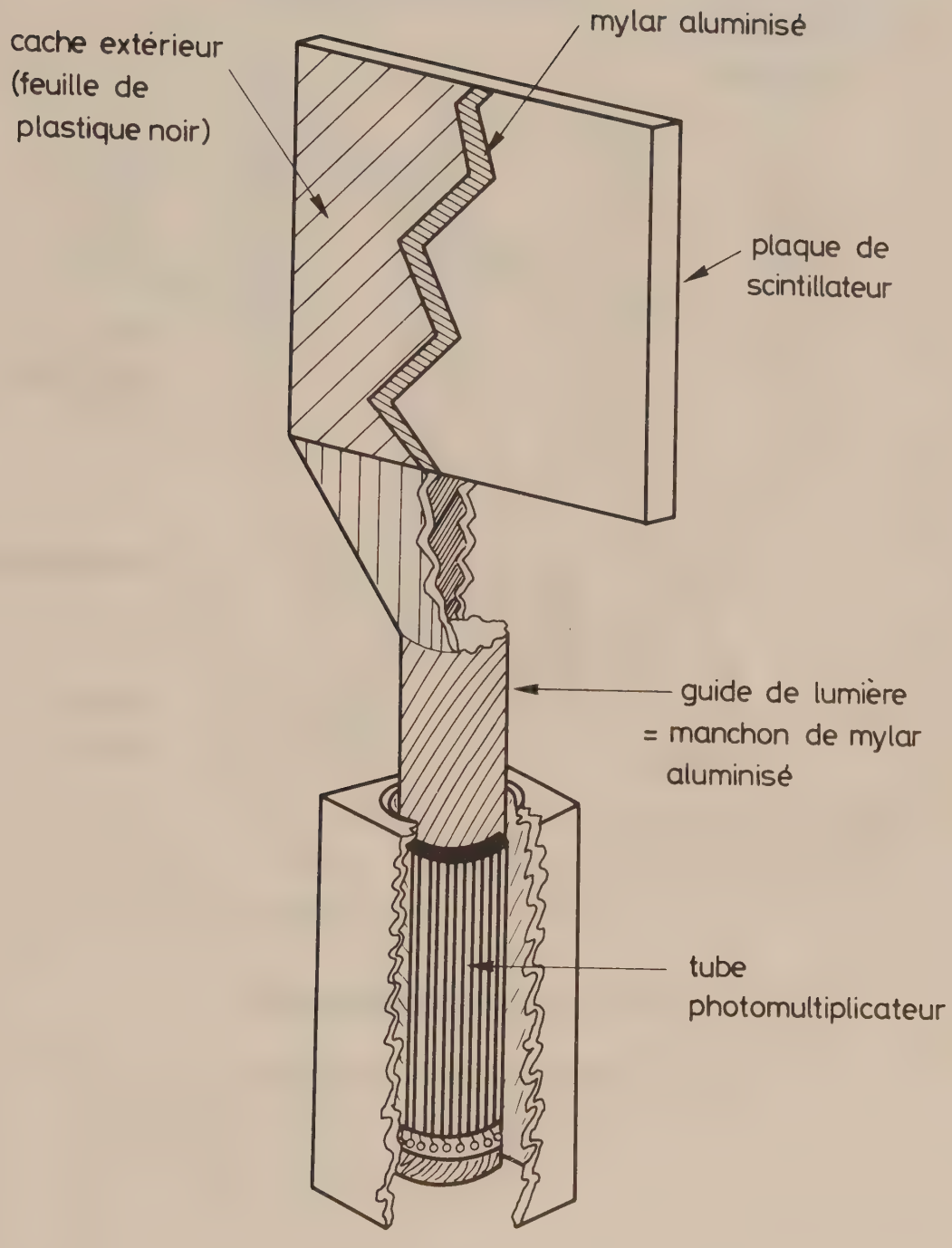


Fig. 9 Montage d'un compteur à scintillation

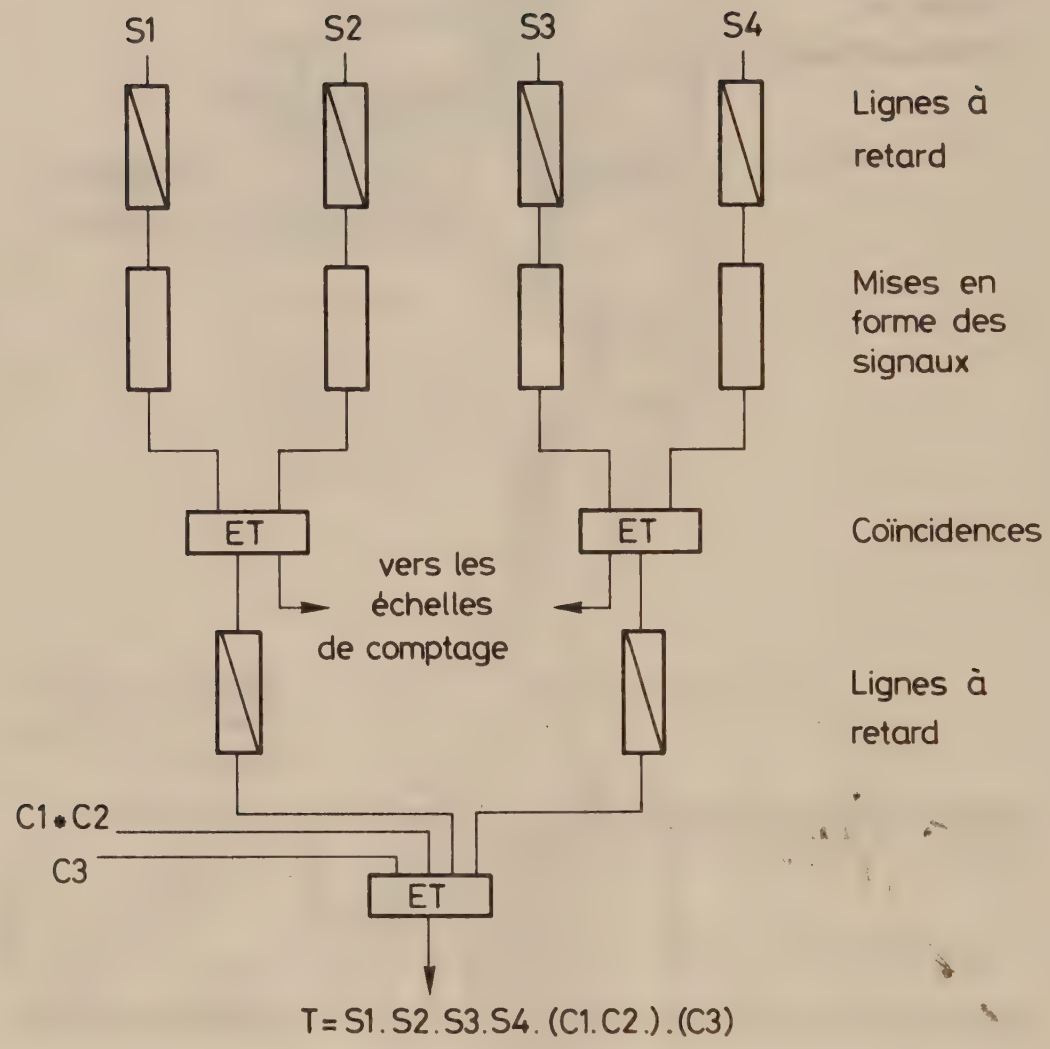


Fig. 10 Logique du signal de déclenchement rapide

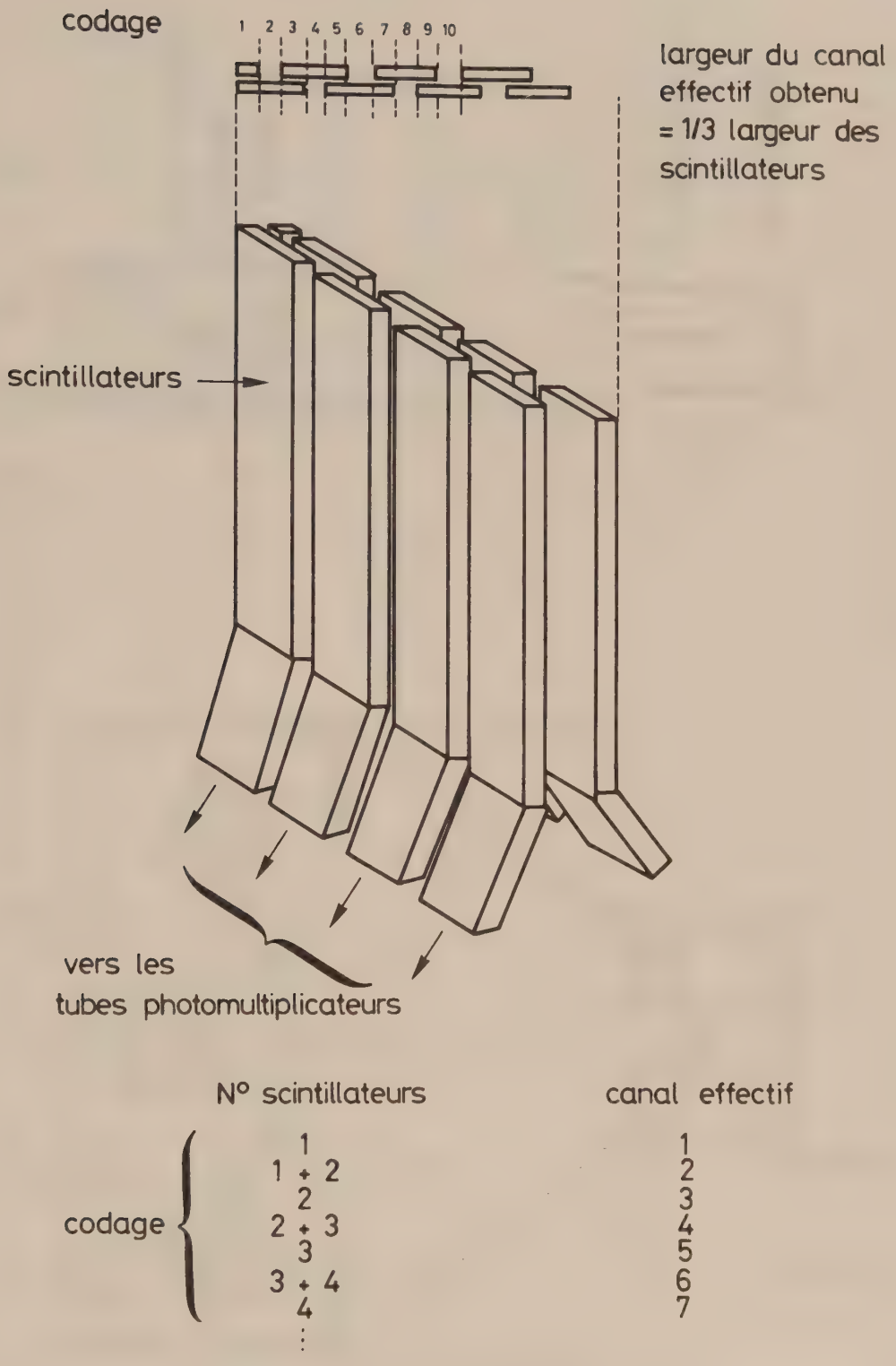


Fig. 11 Hodoscope à technique de recouvrement

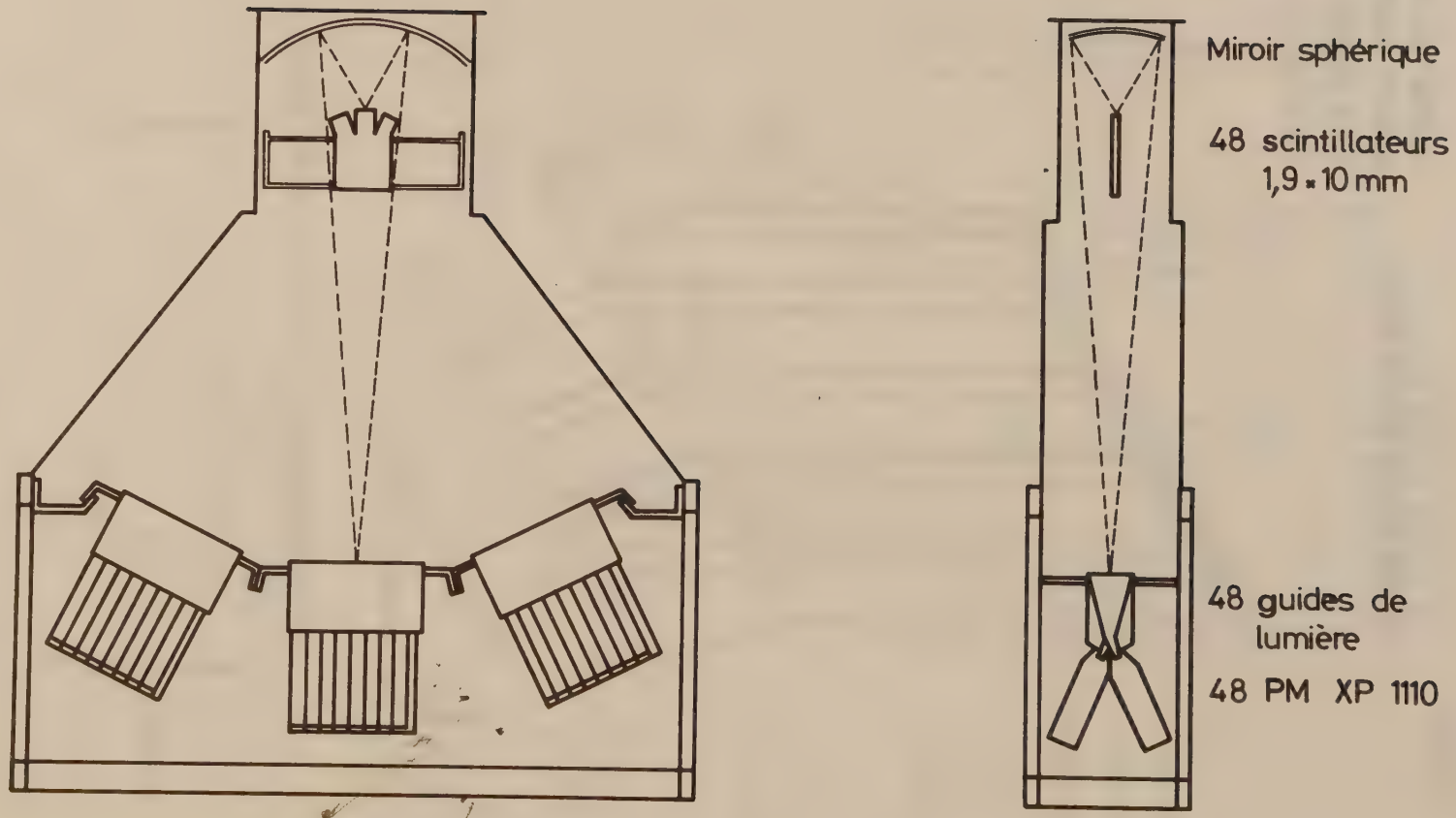
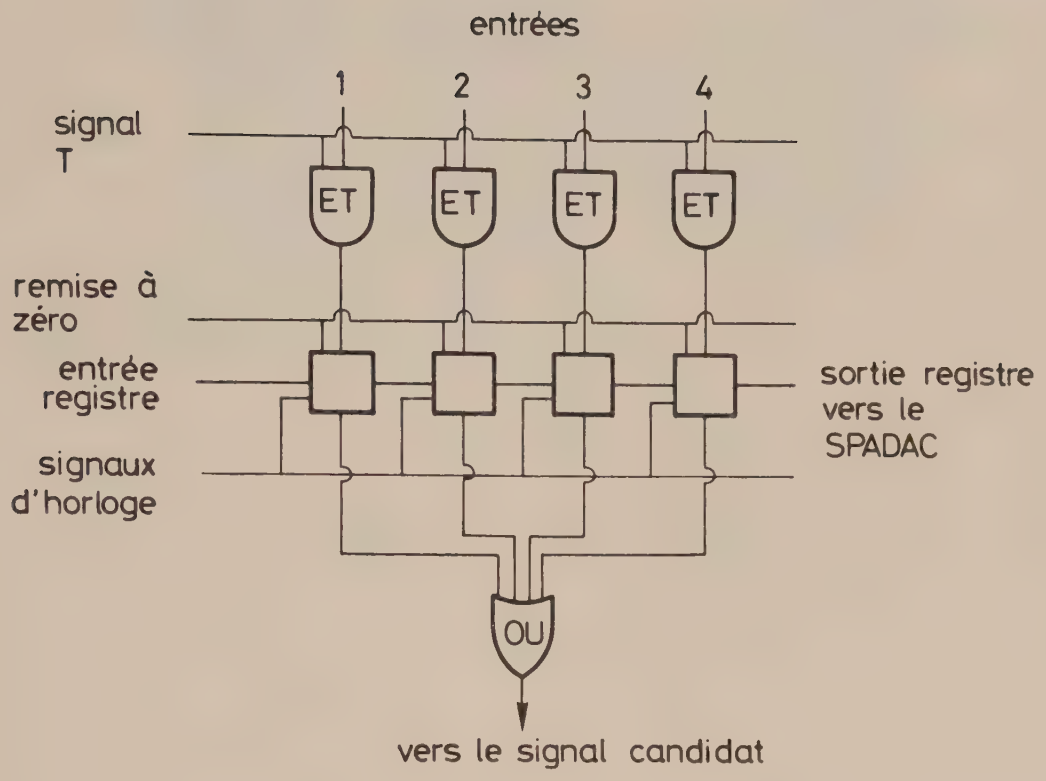


Fig. 12 Hodoscope à miroir



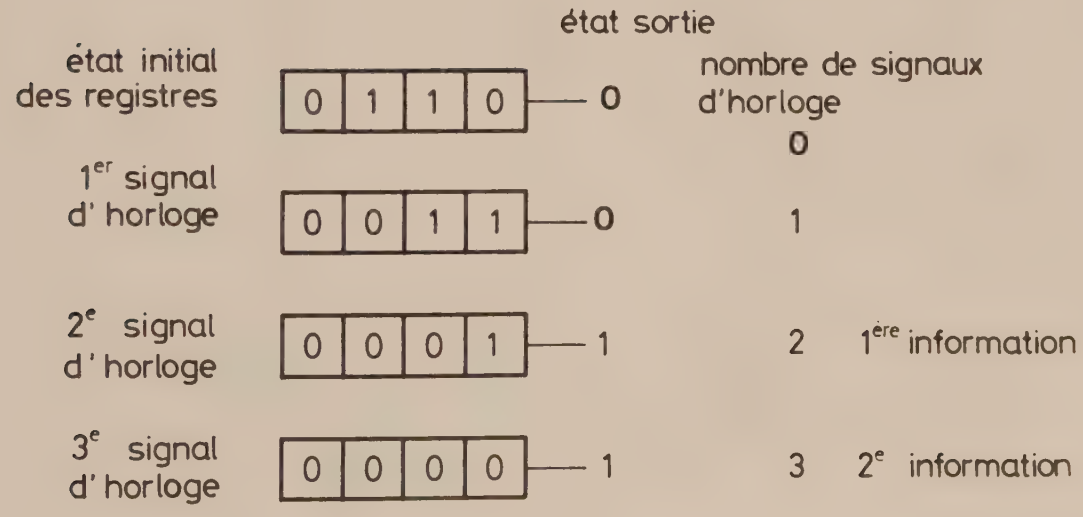


Fig. 13 Principe de fonctionnement des SPU

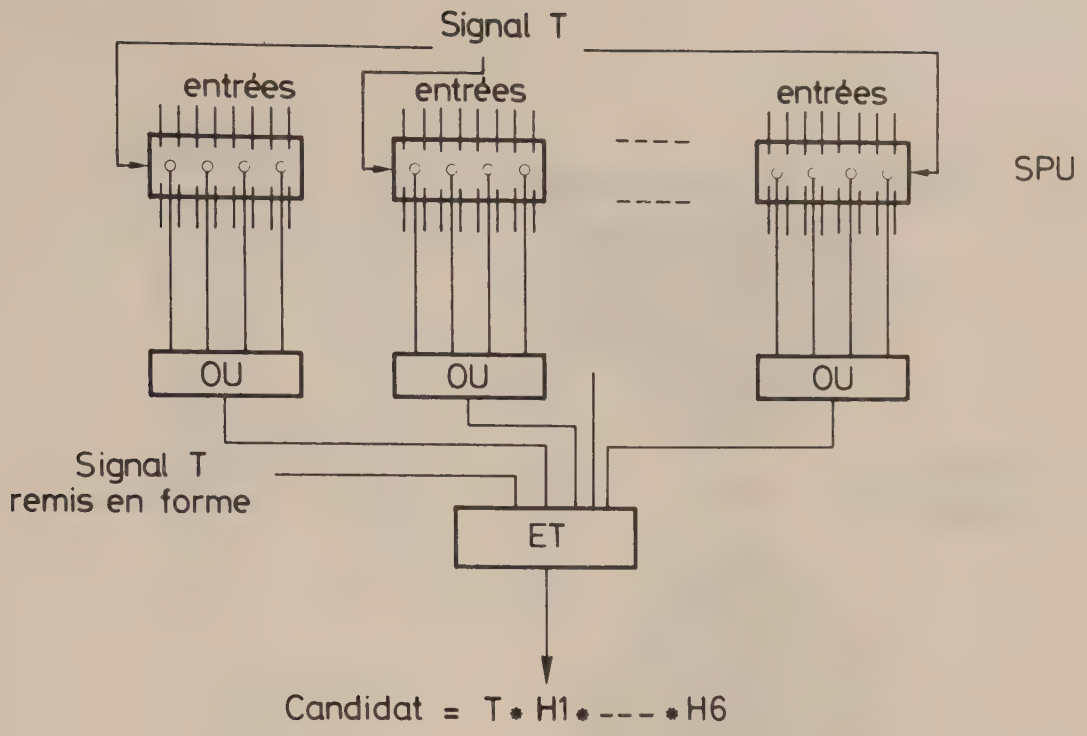


Fig. 14 Logique du signal candidat

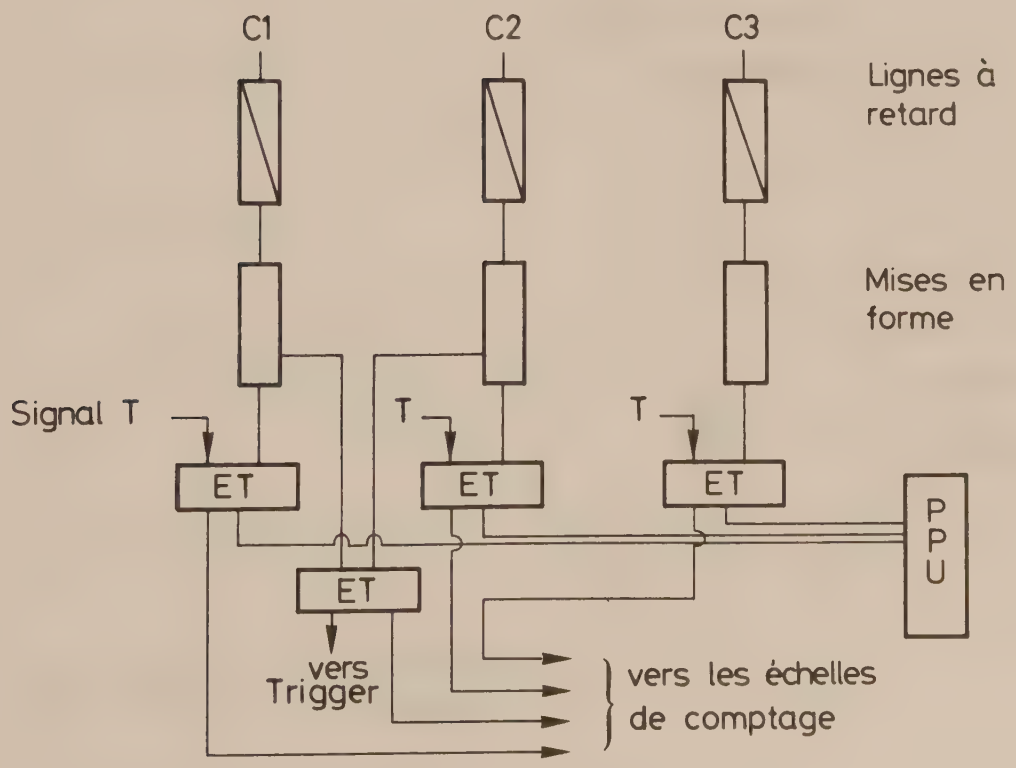


Fig. 15 Logique des signaux fournis par les compteurs Čerenkov

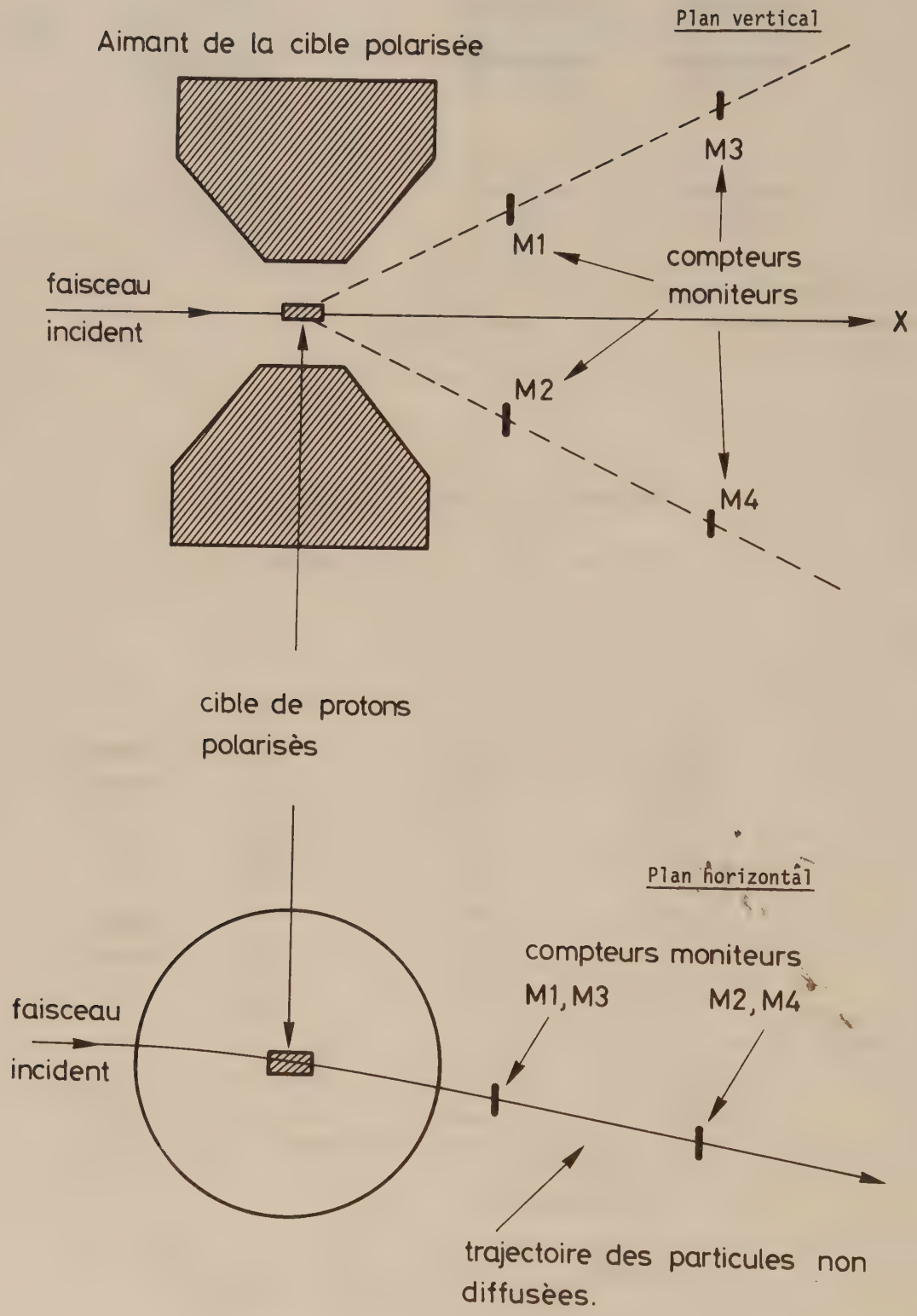


Fig. 16 Disposition des compteurs moniteurs

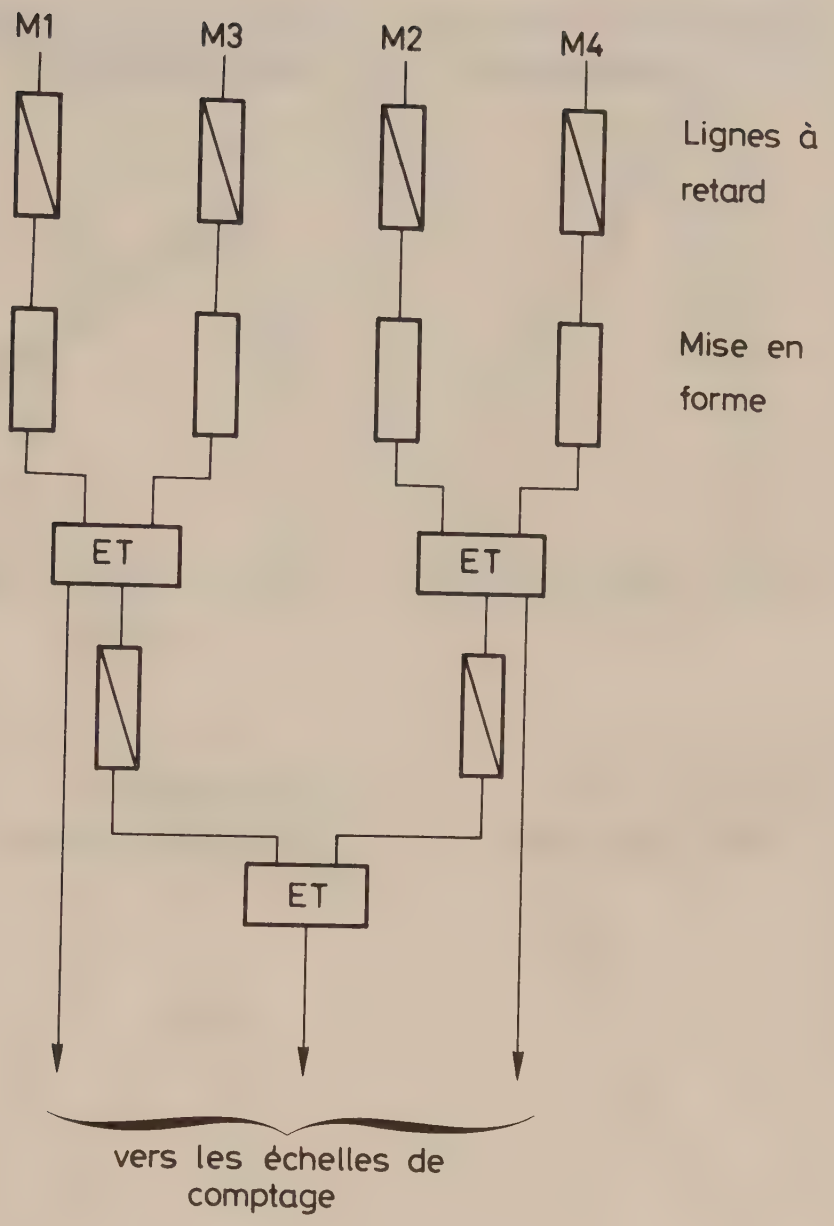


Fig. 17 Logique associée aux moniteurs

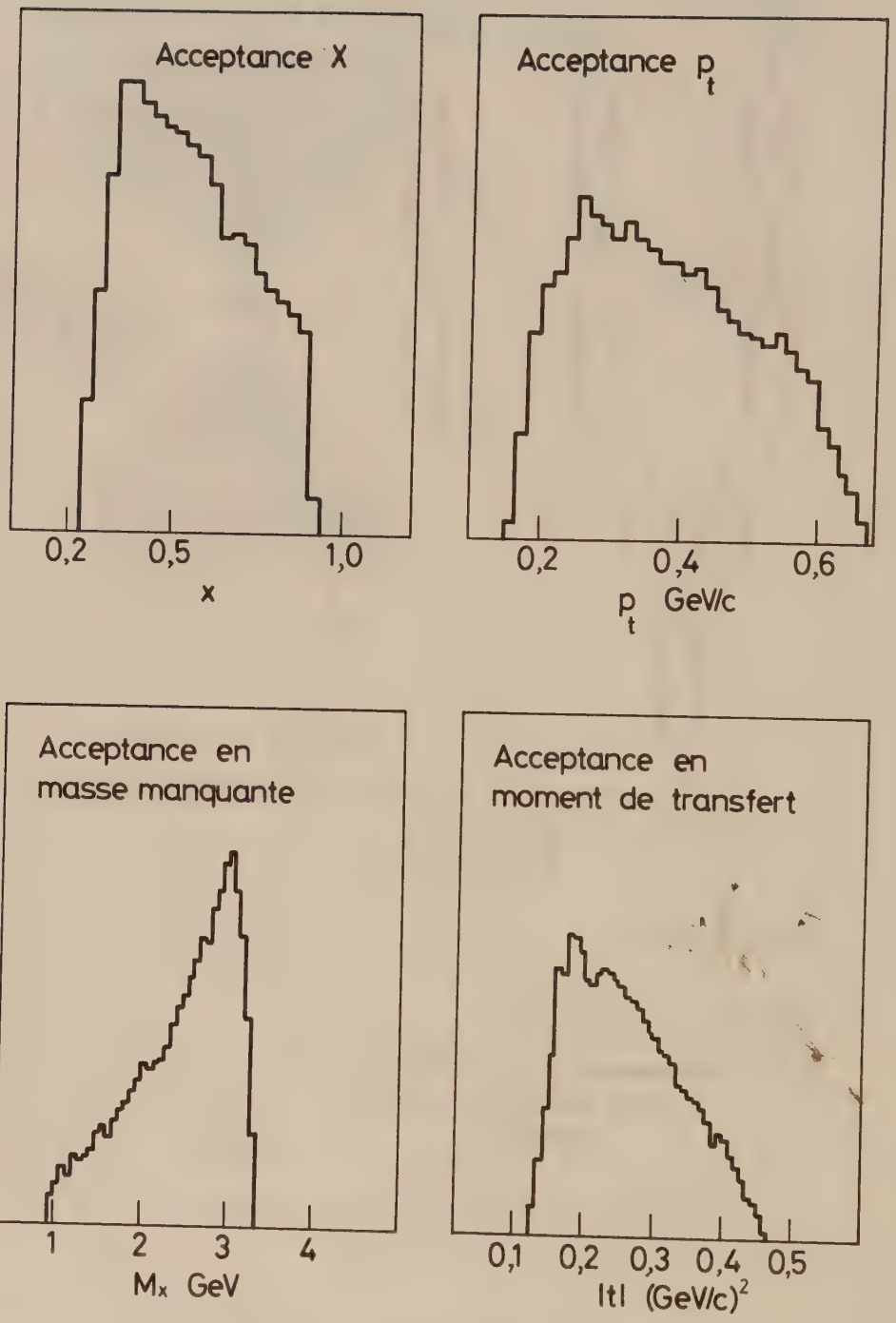


Fig. 18 Acceptances géométriques pour la position I

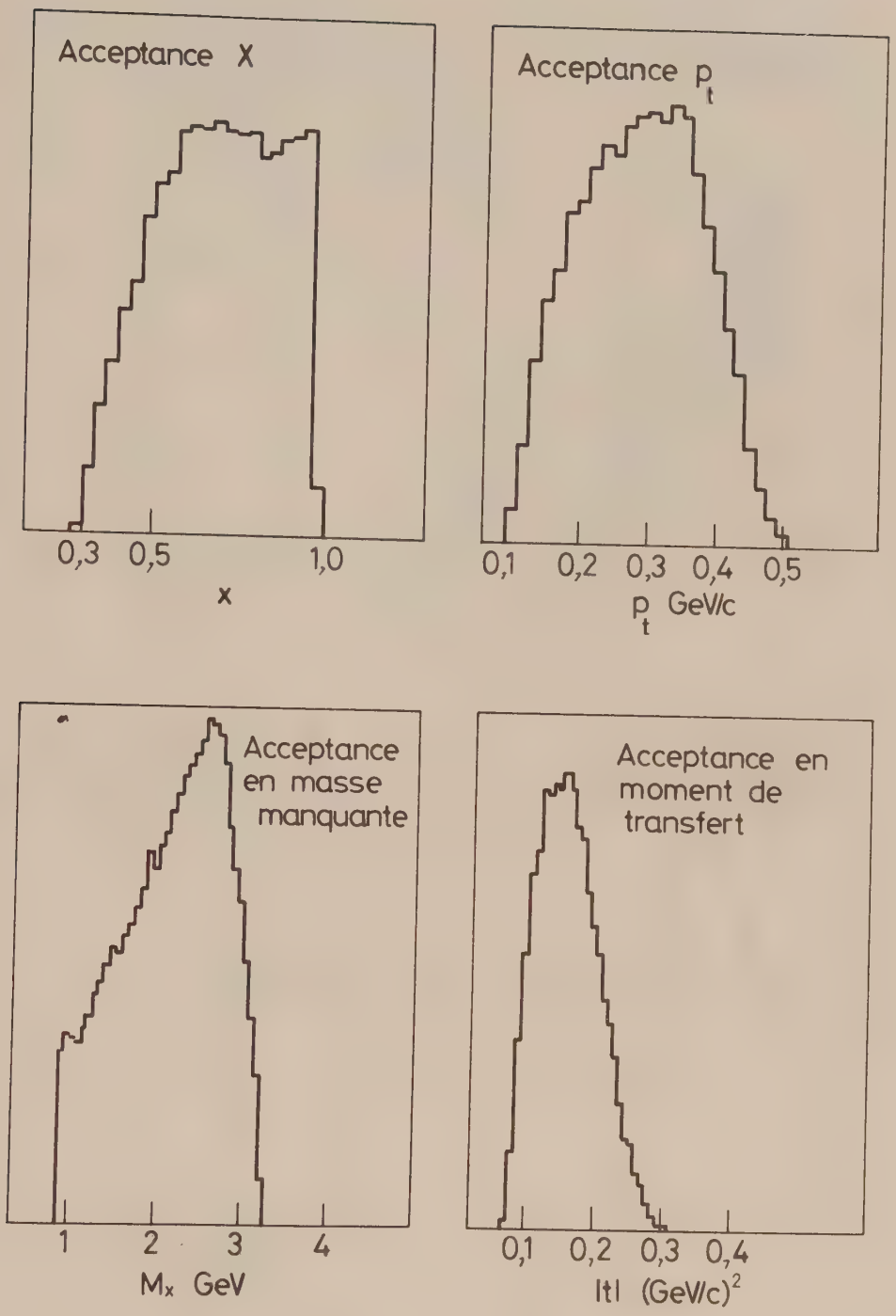


Fig. 19 Acceptances géométriques pour la position II

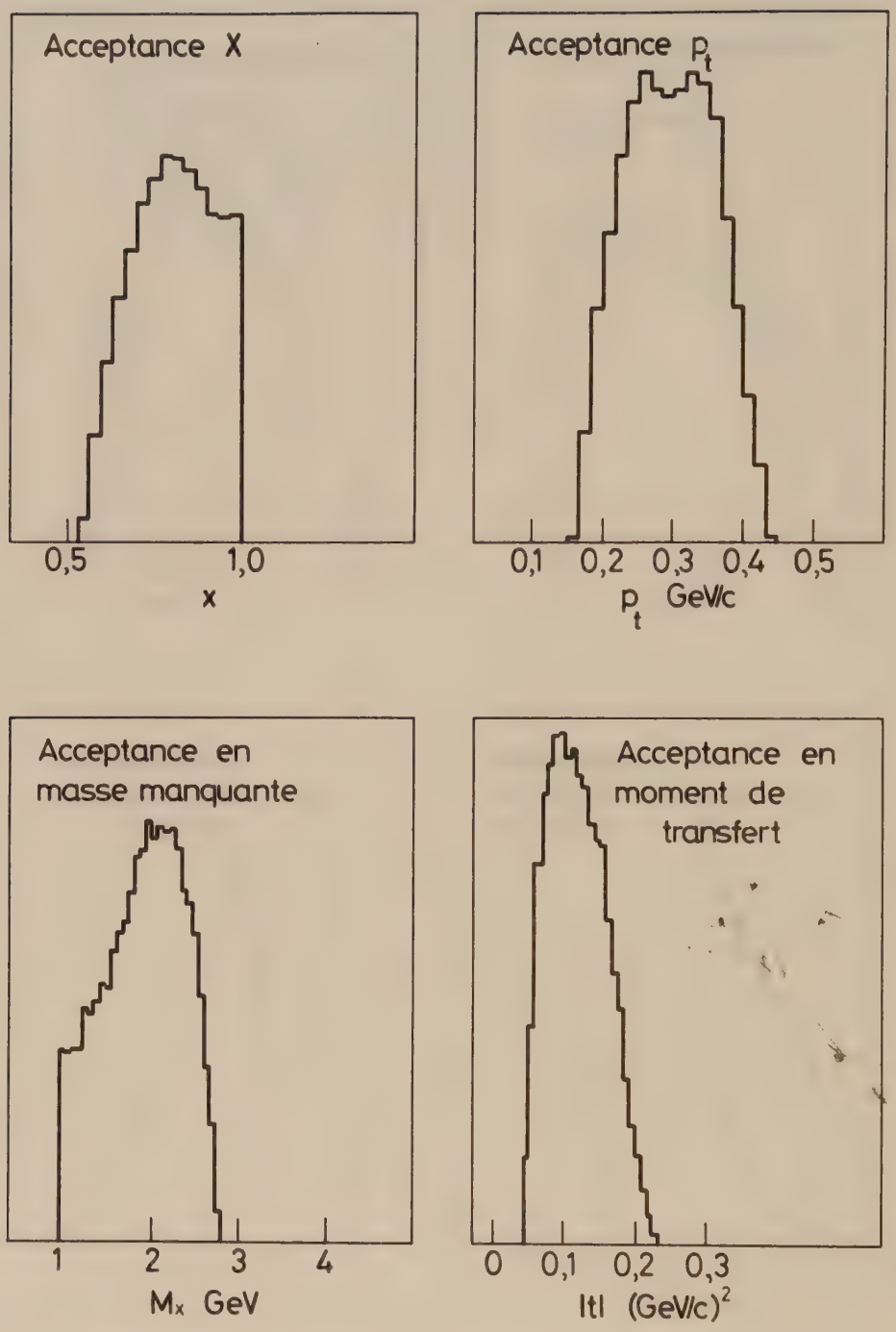
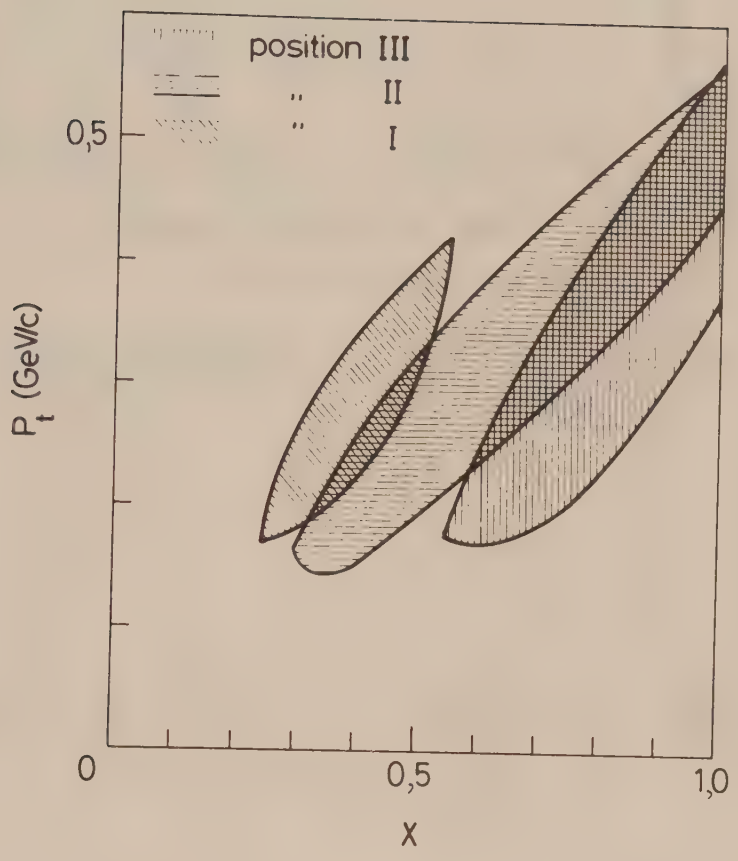
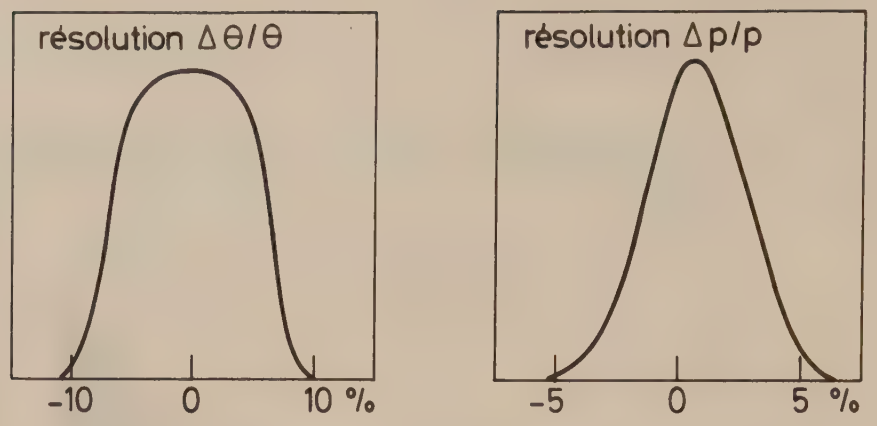


Fig. 20 Acceptances géométriques pour la position III

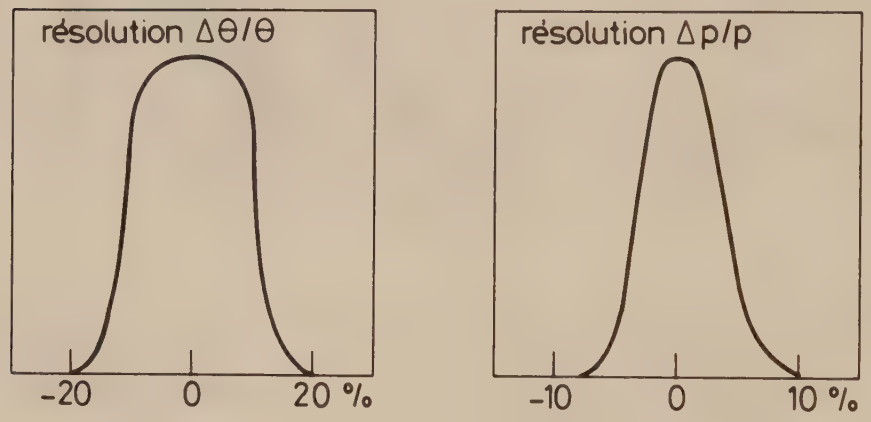


Acceptance expérimentale X, P_t

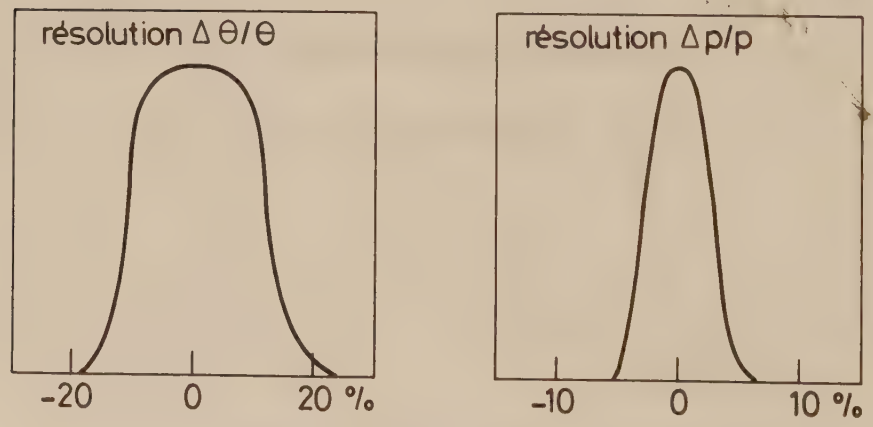
Fig. 21 Acceptance expérimentale en x, P_t



Canal x = 0,2-0,3 position I

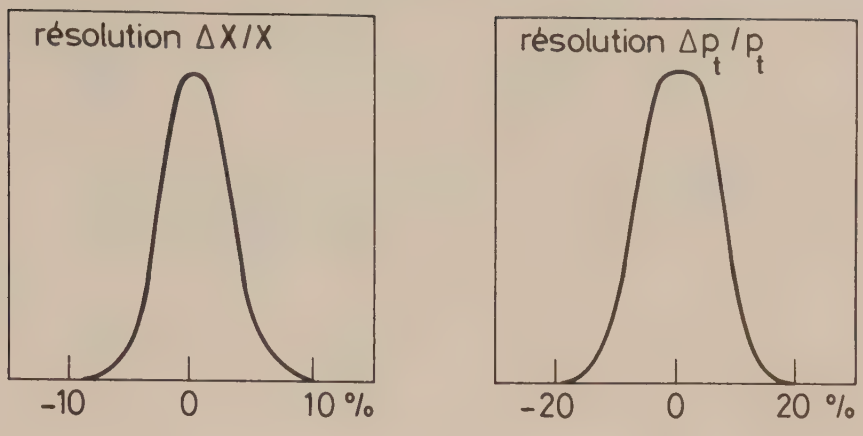


Canal x = 0,4-0,5 position II

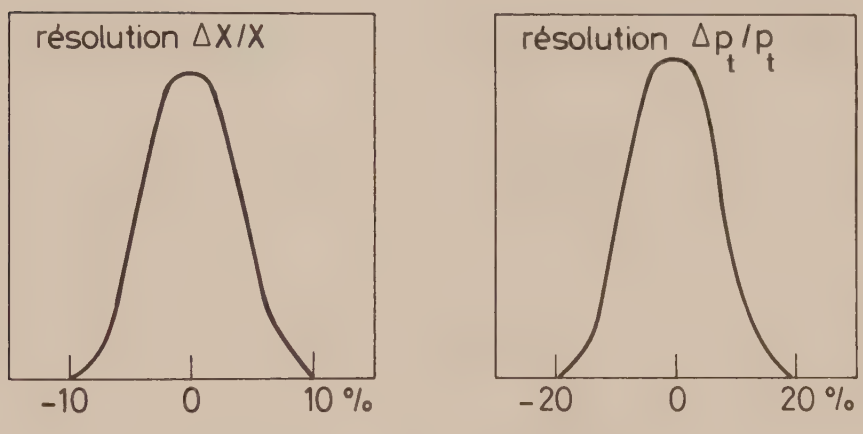


Canal x = 0,7-0,8 position III

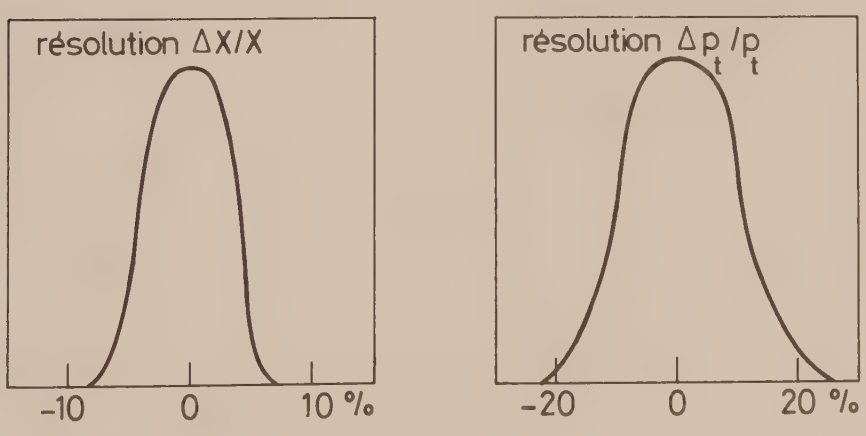
Fig. 22 Résolutions sur l'angle de production et l'impulsion de la particule



Canal x = 0,2 - 0,3 position I



Canal x = 0,4 - 0,5 position II



Canal x = 0,7 - 0,8 position III

Fig. 23 Résolutions en x et P_t

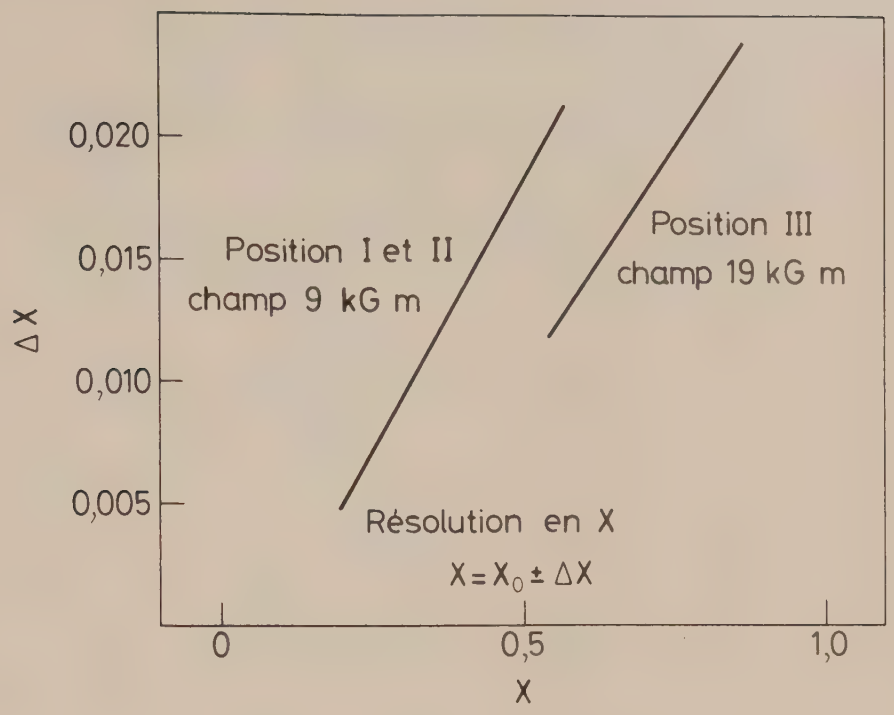


Fig. 24 Résolution en x en fonction de x

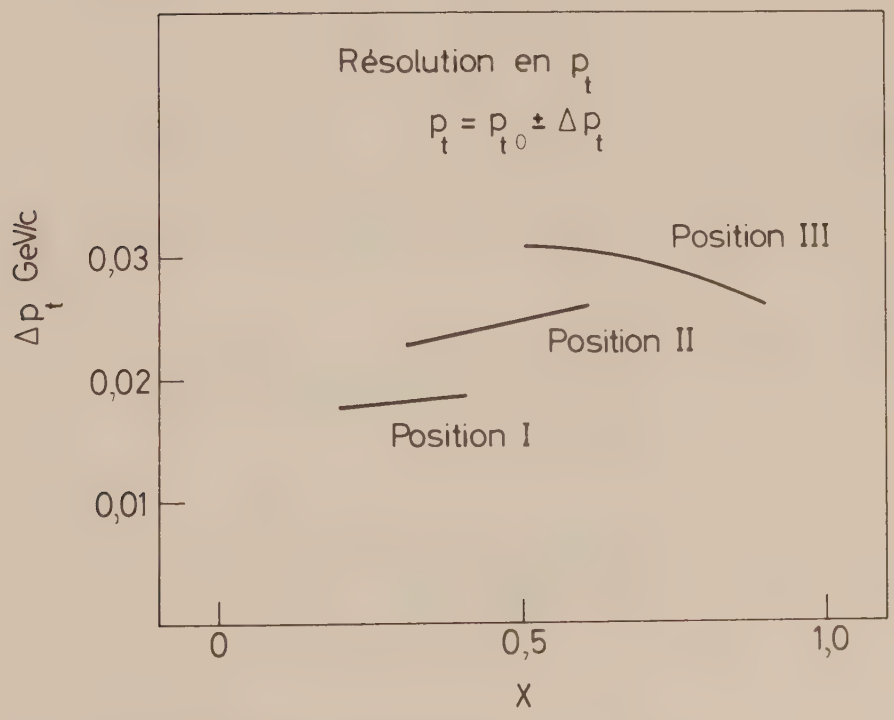


Fig. 25 Résolution en P_t en fonction de x

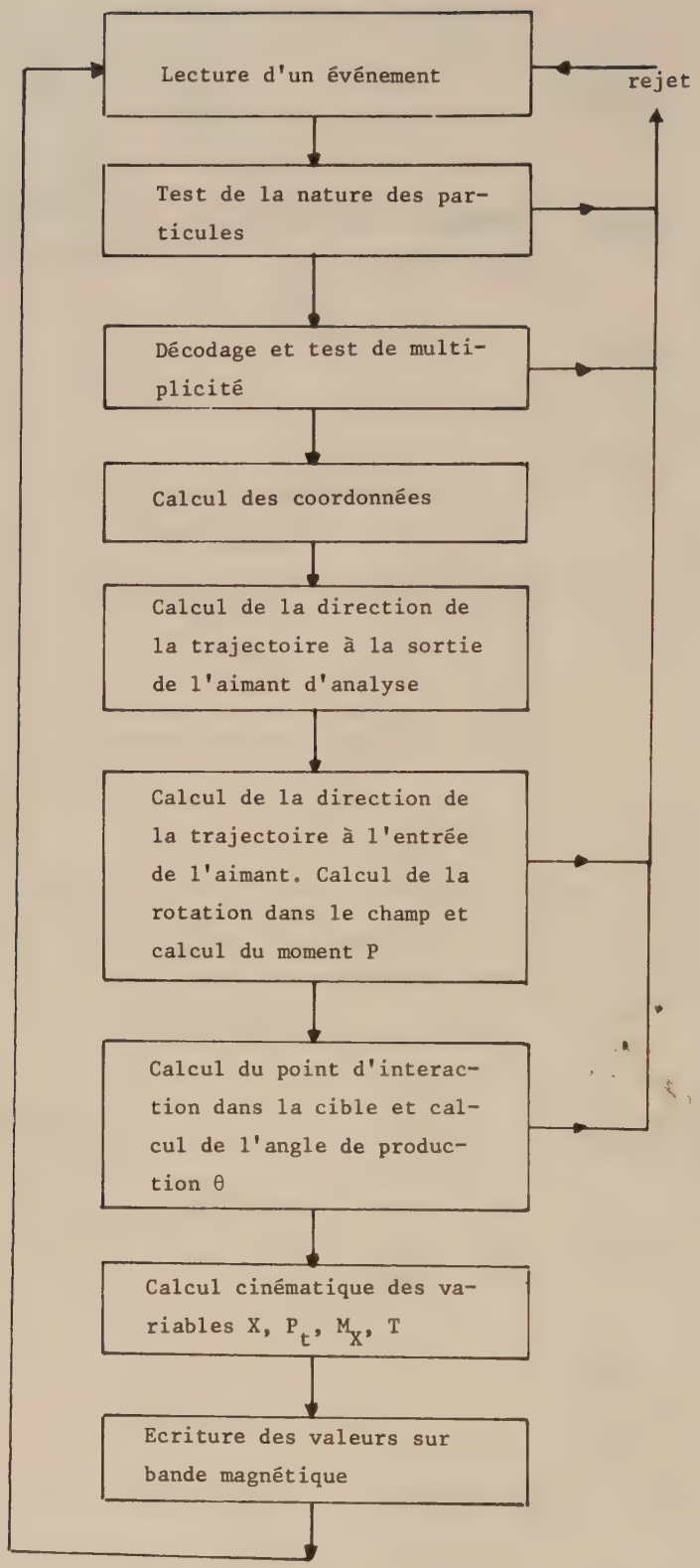


Fig. 26 Différentes étapes du programme d'analyse

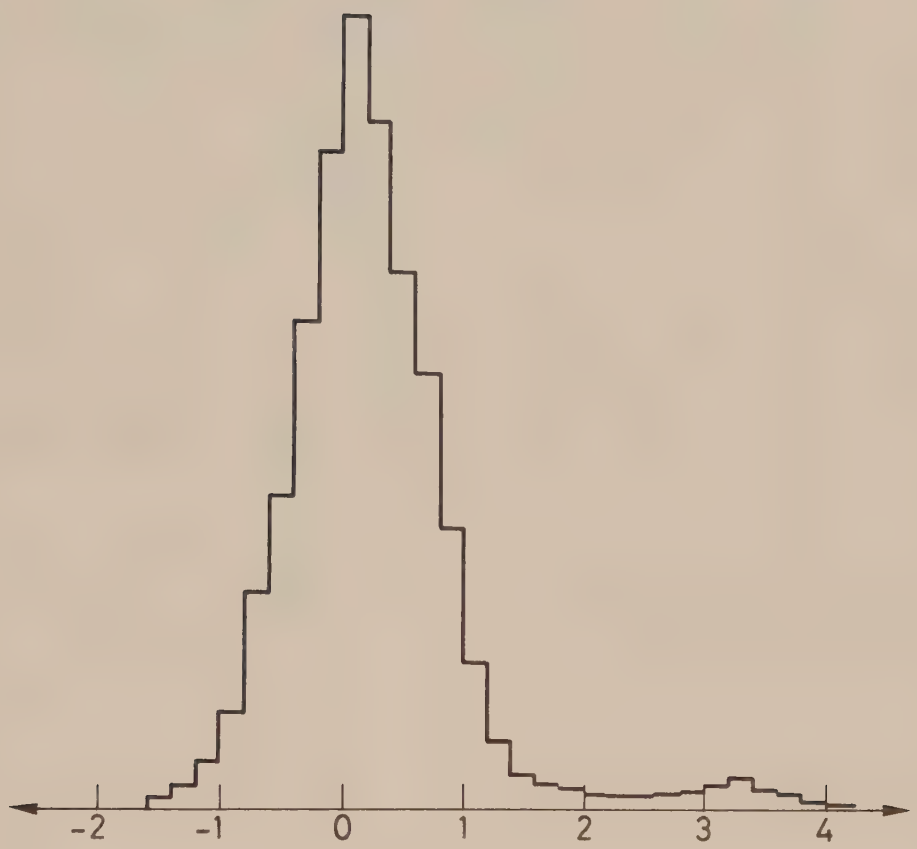


Fig. 27 Distribution obtenue pour la position longitudinale du point d'interaction dans la cible

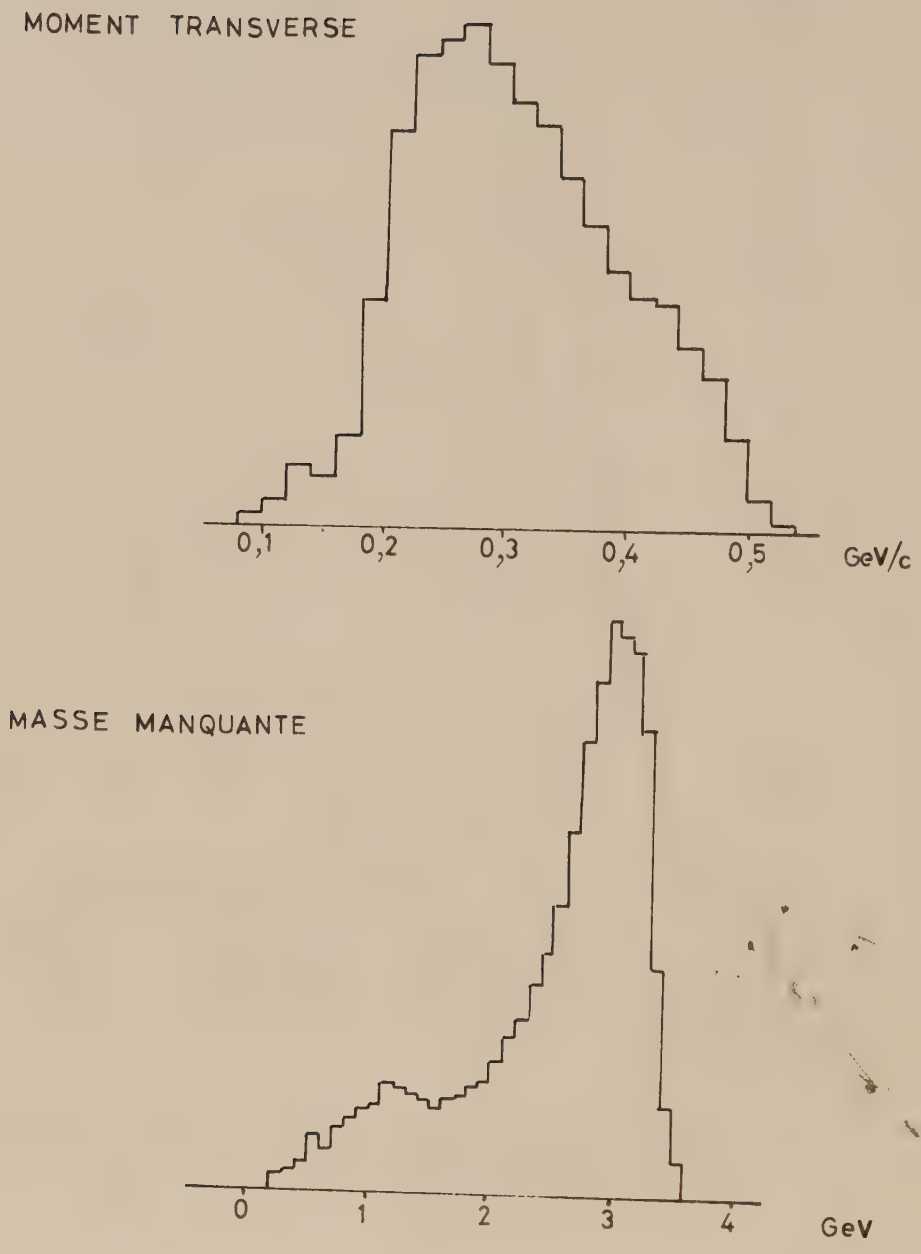


Fig. 28 Distributions en impulsion transverse et en masse manquante

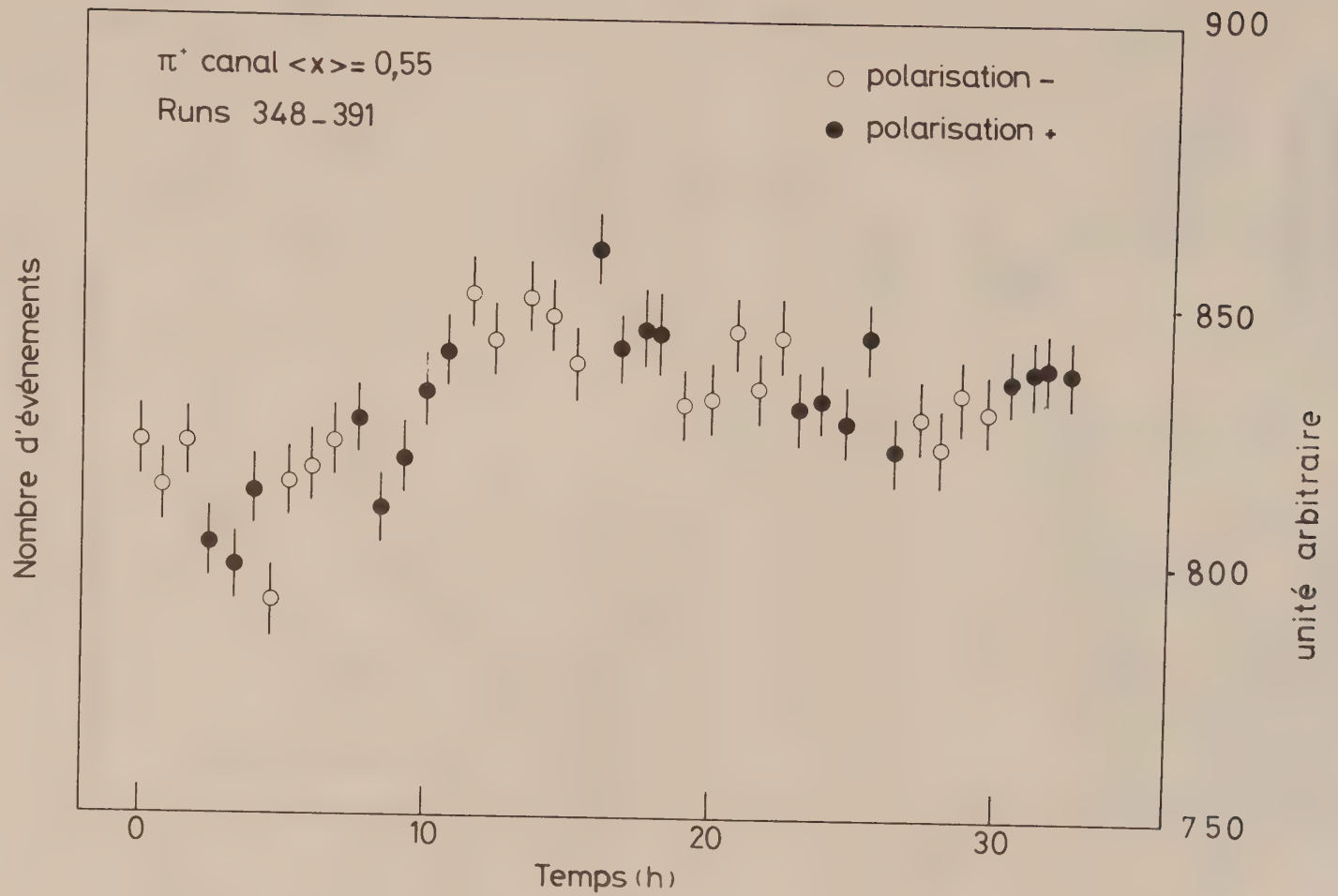


Fig. 29 Distribution temporelle d'une série de mesures

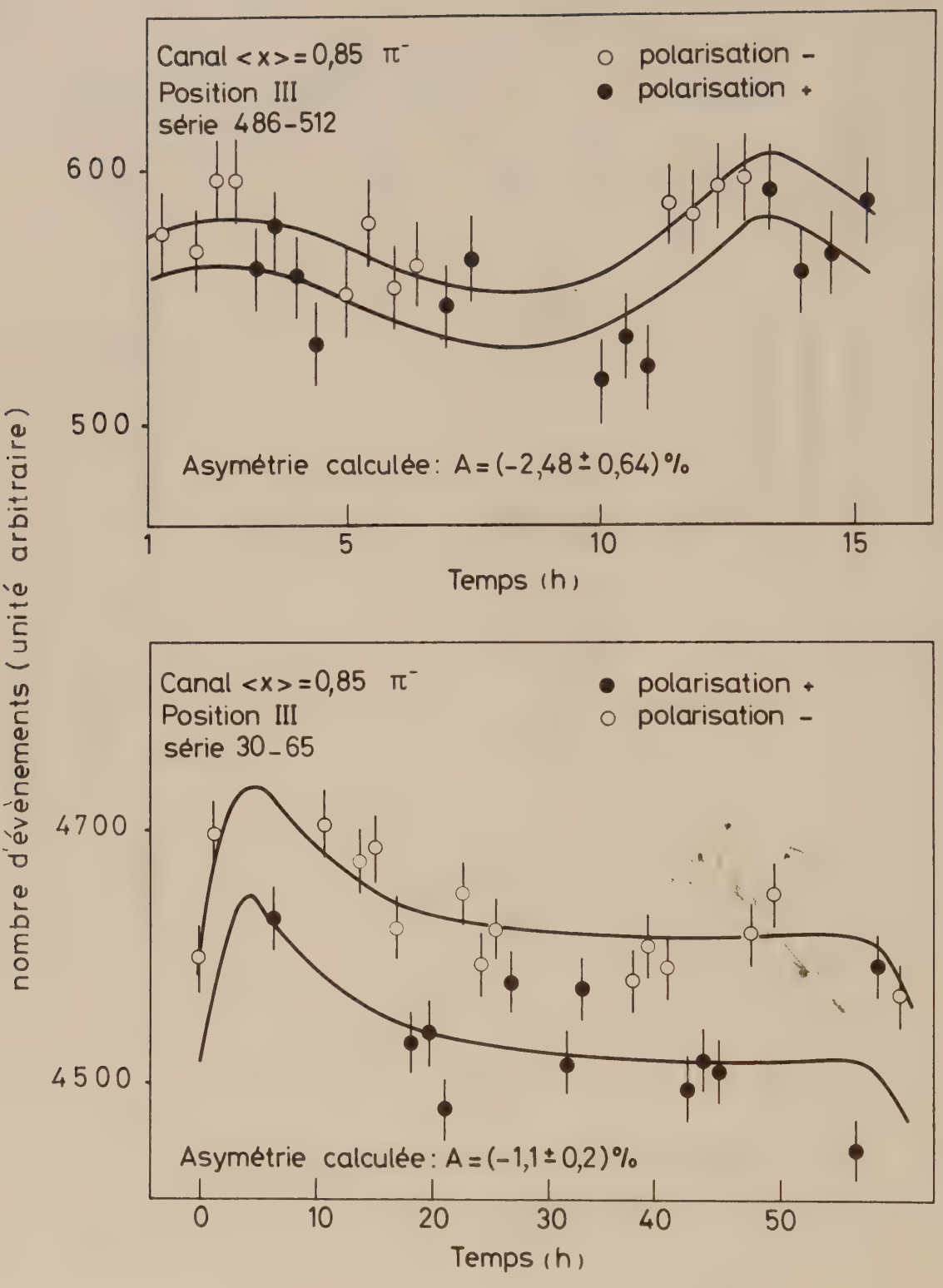


Fig. 30 Estimation de la fonction de dérive

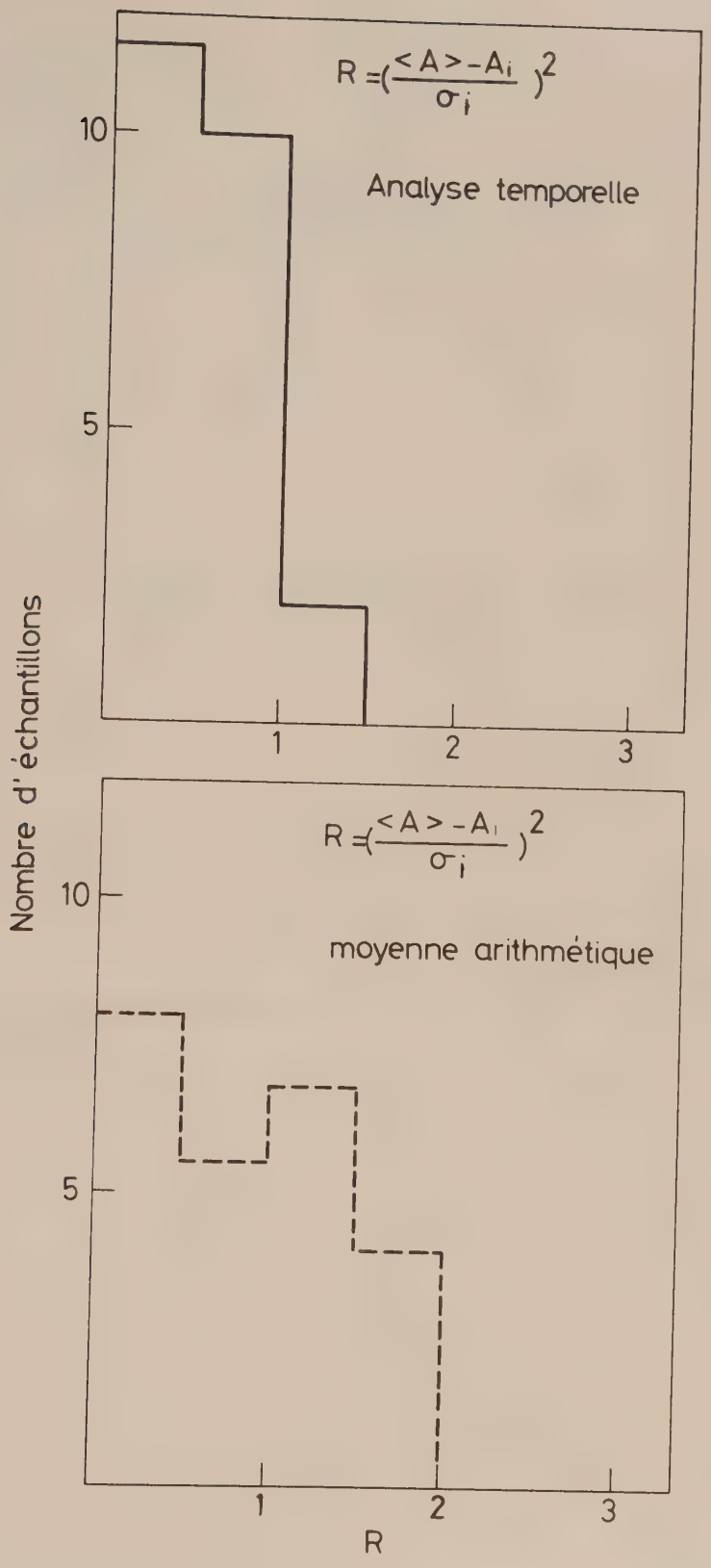


Fig. 31 Test de consistance des mesures

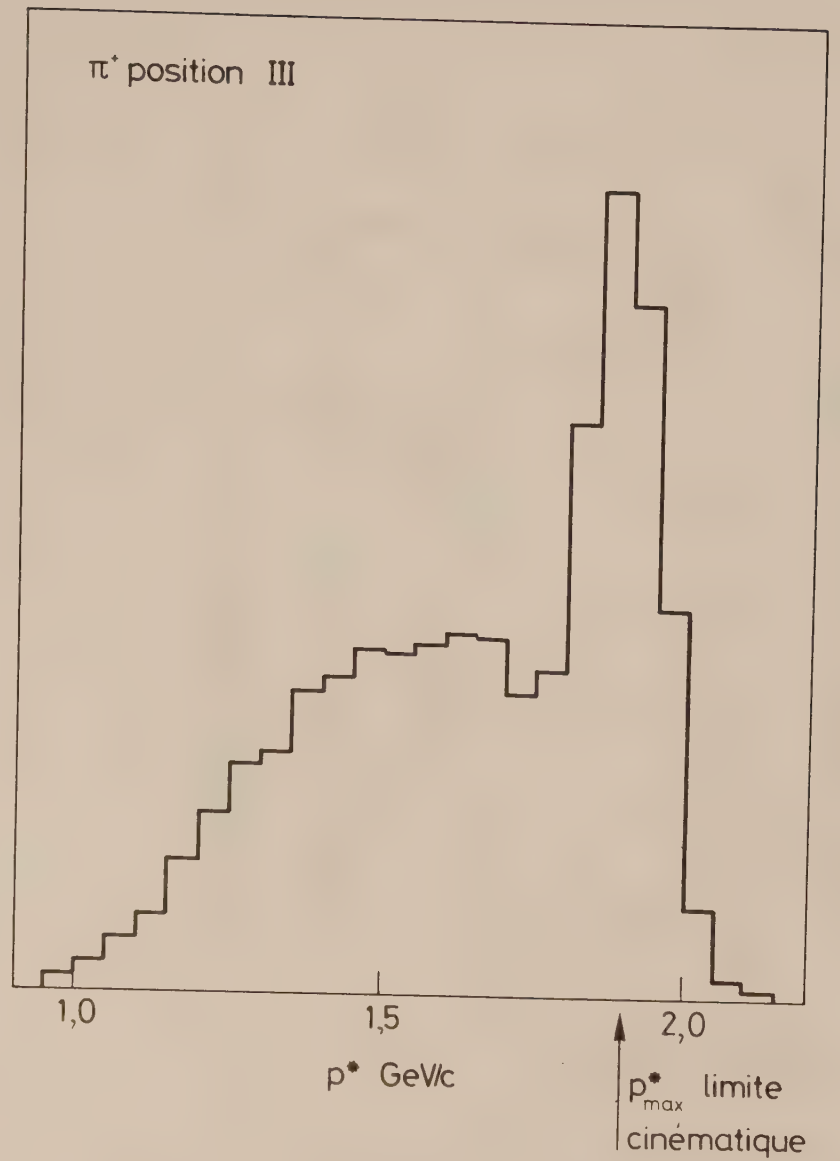


Fig. 32 Distribution en impulsion dans le système du centre de masse

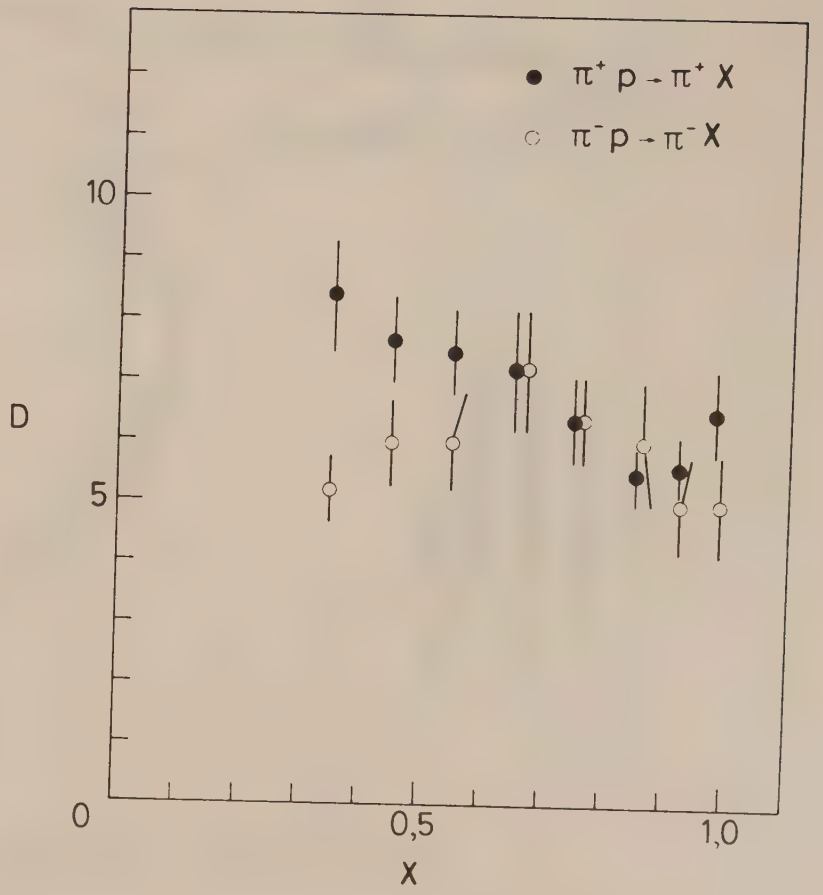


Fig. 33 Facteur de dilution

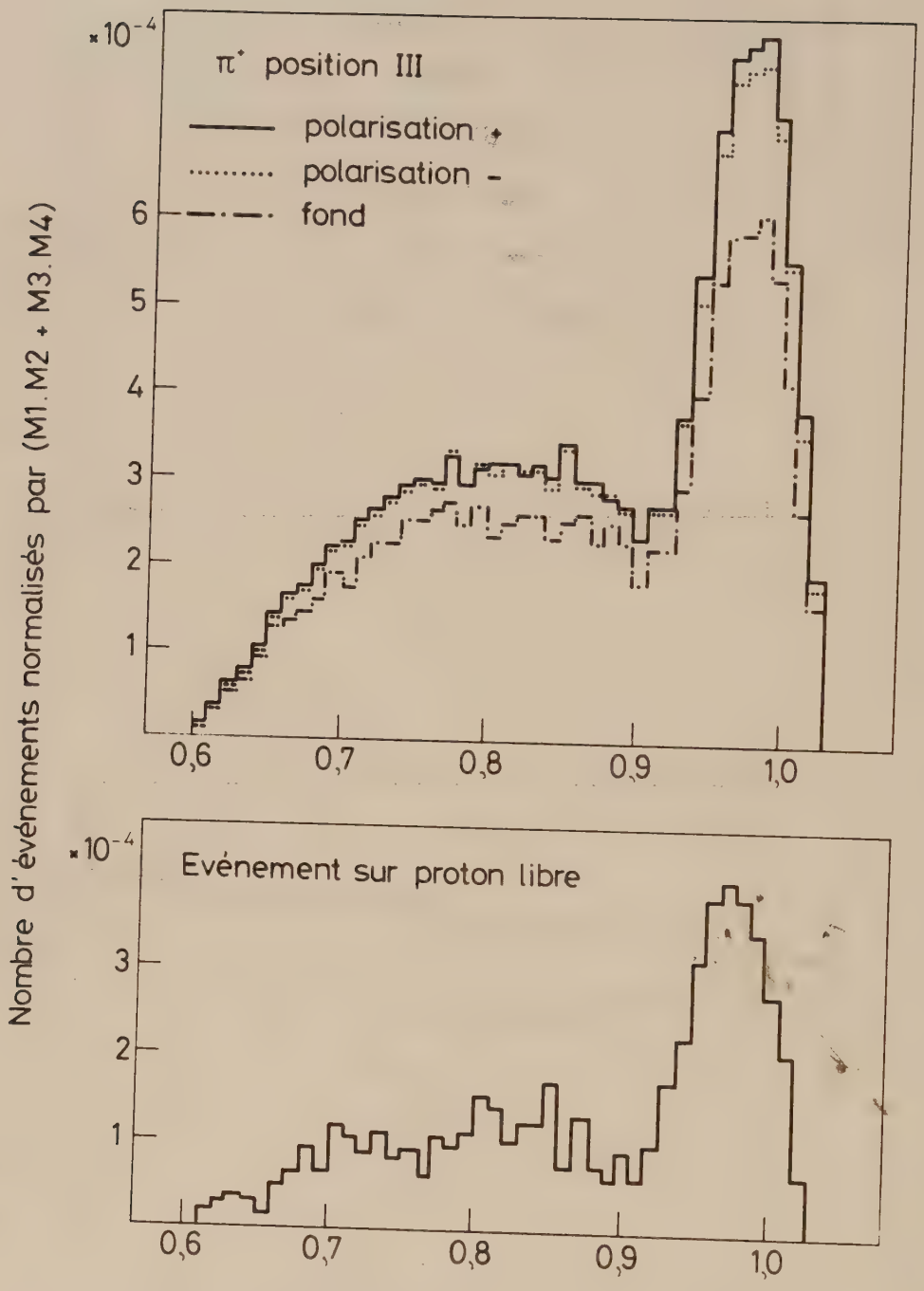


Fig. 34 Distributions en x obtenues avec la cible de protons polarisés et avec la cible de carbone

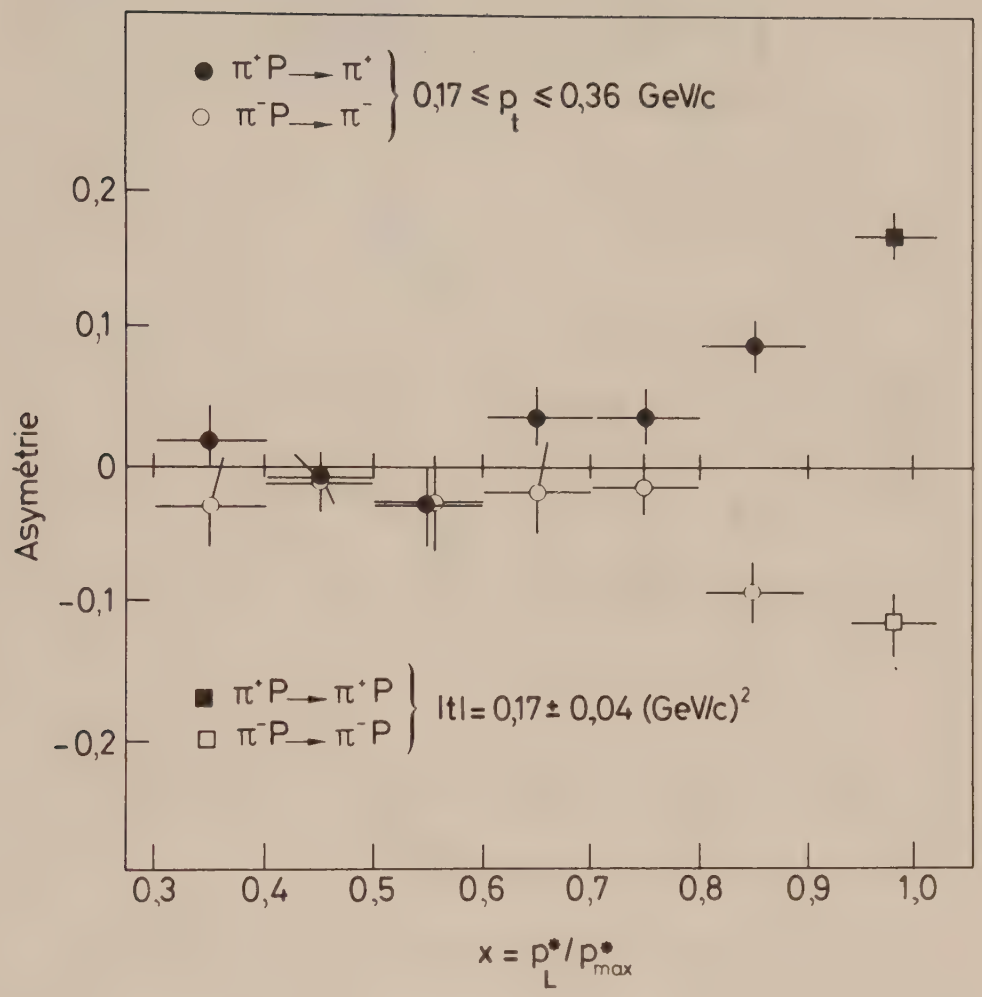


Fig. 35 Résultats sur la mesure de l'asymétrie dans les réactions $\pi^+p \to \pi^+$ et $\pi^-p \to \pi^-$

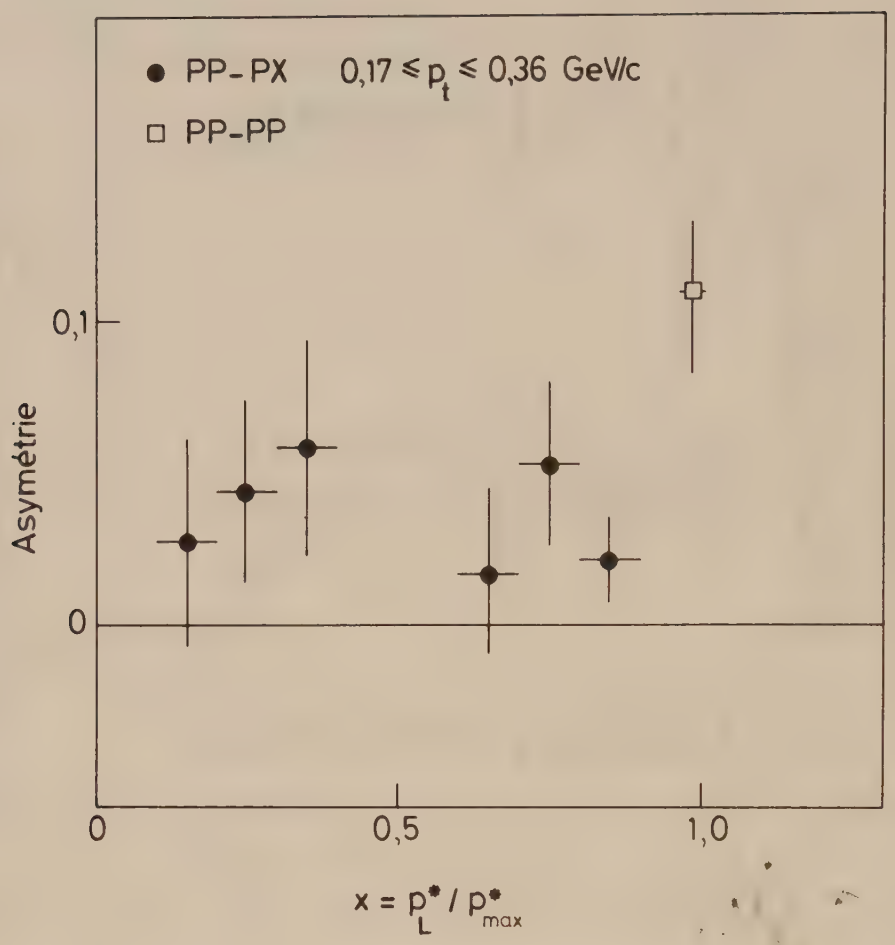


Fig. 36 Résultats sur la mesure de l'asymétrie dans la réaction pp-p

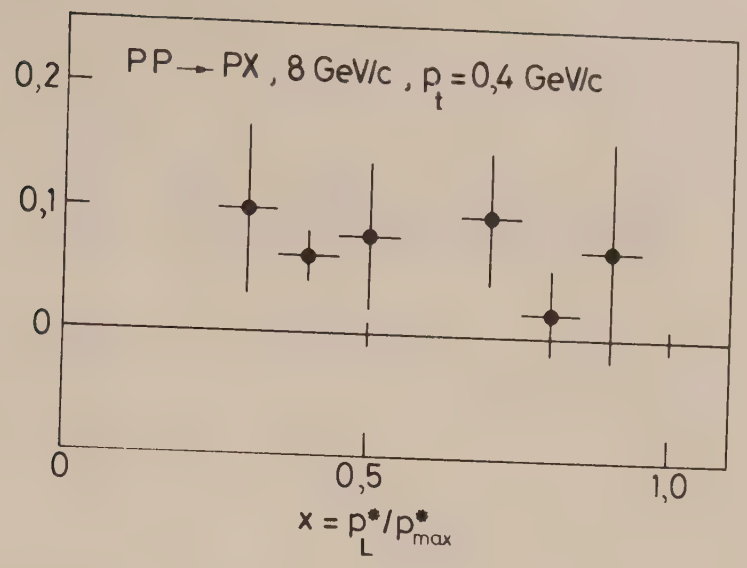


Fig. 37

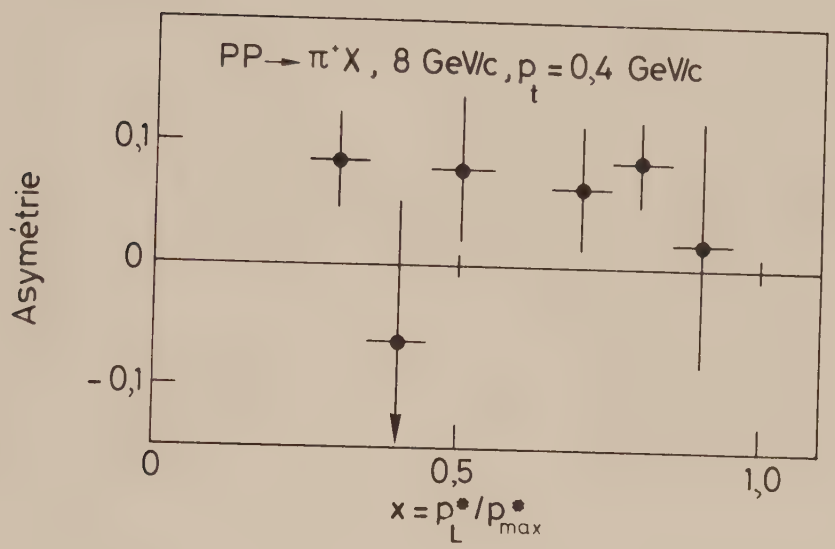


Fig. 38

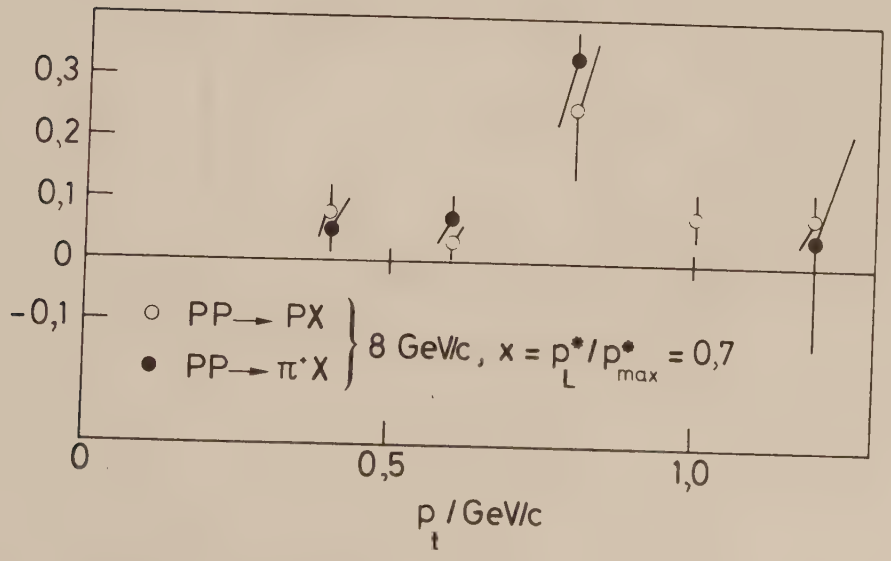


Fig. 39

Figs 37-39 Résultats obtenus au Laboratoire Rutherford

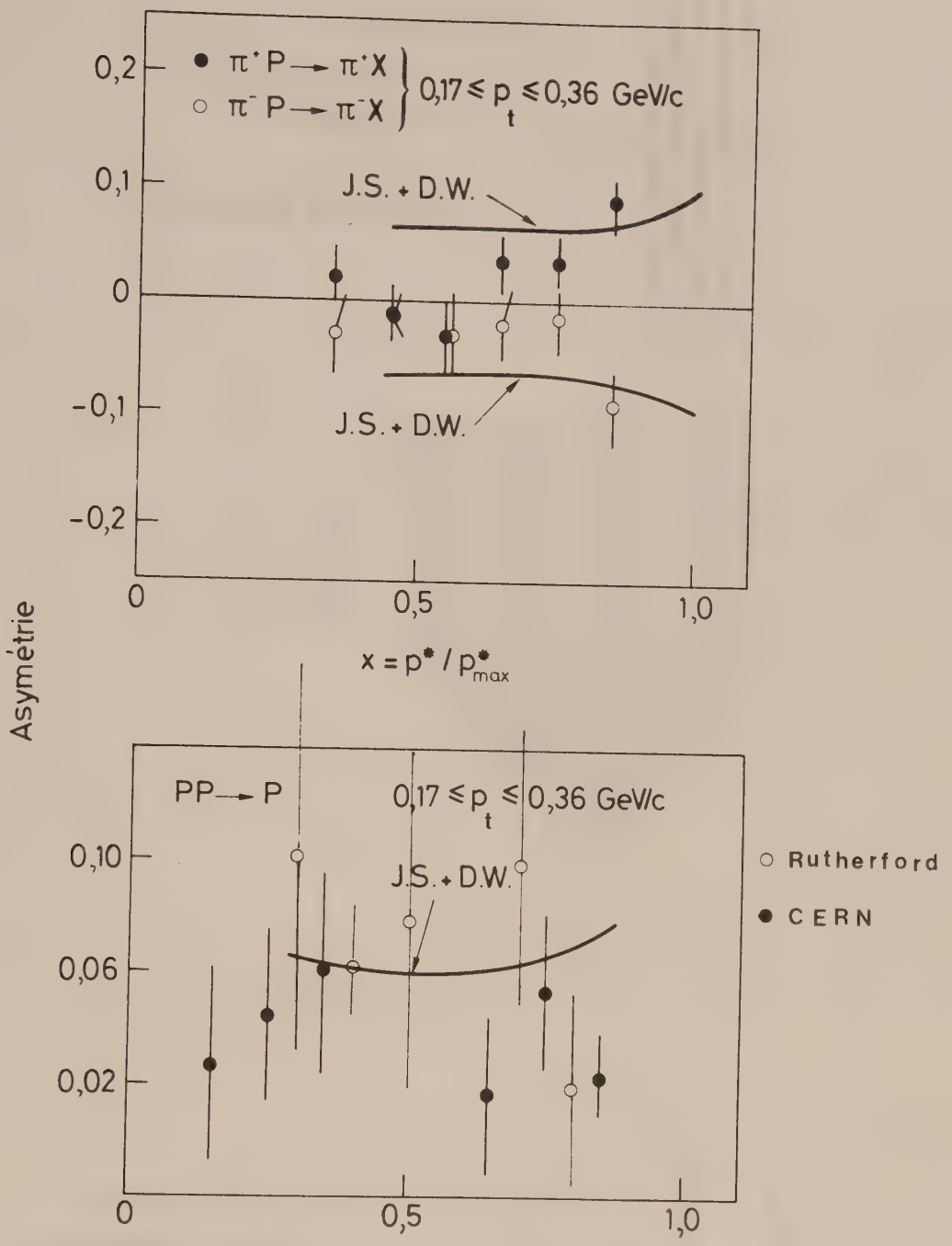


Fig. 40 Prédictions de J. Soffer et D. Wray

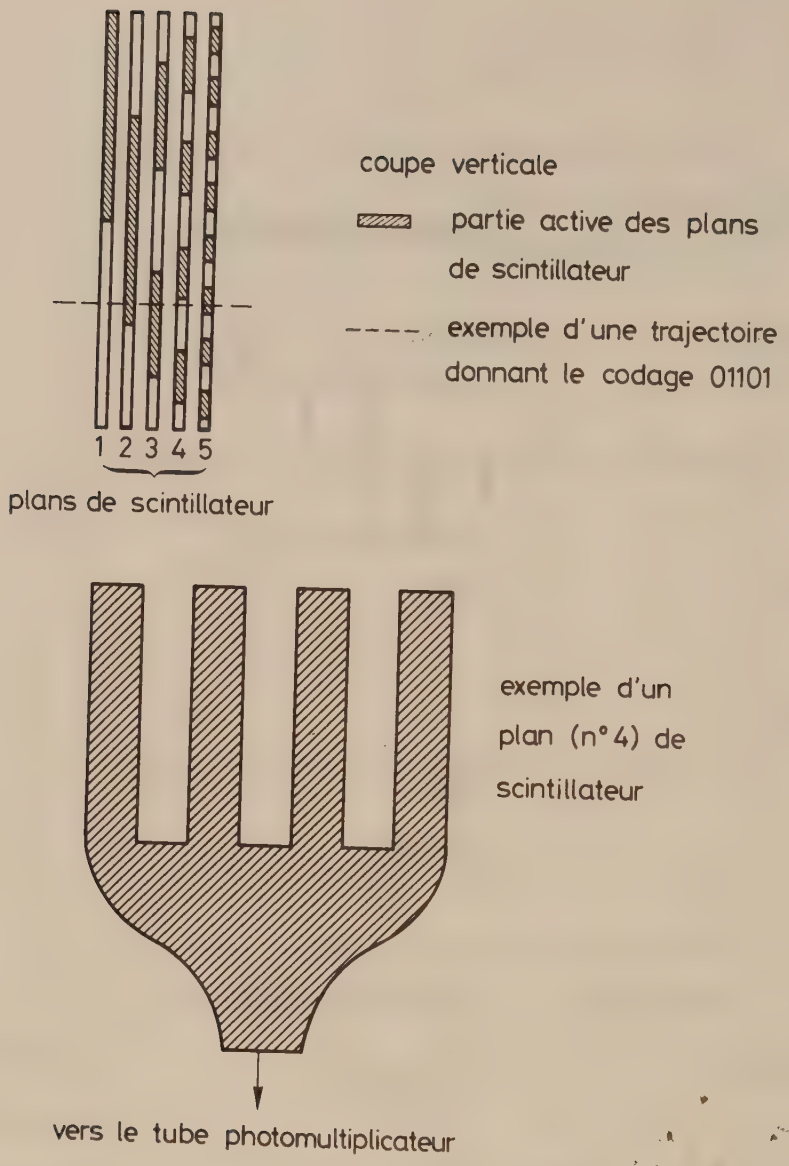


Fig. 41 Hodoscope utilisant le codage de Gray

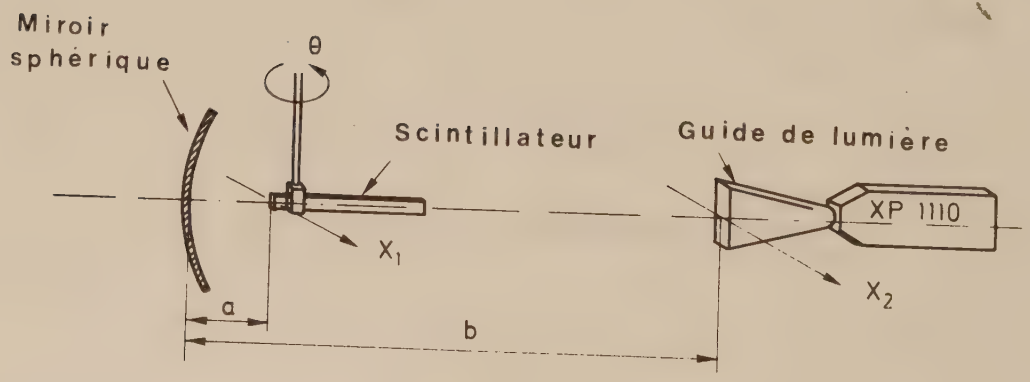
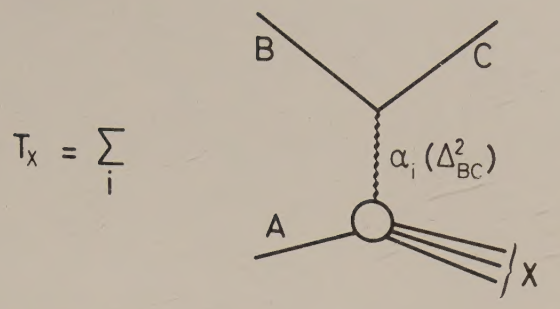
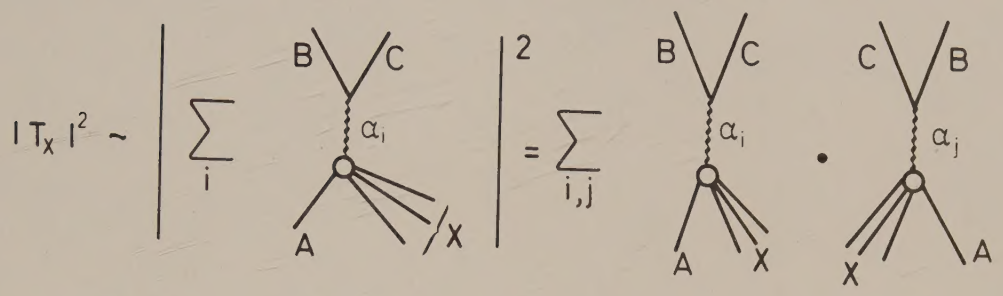


Fig. 42 Montage de test pour étudier le principe de l'hodoscope à miroir



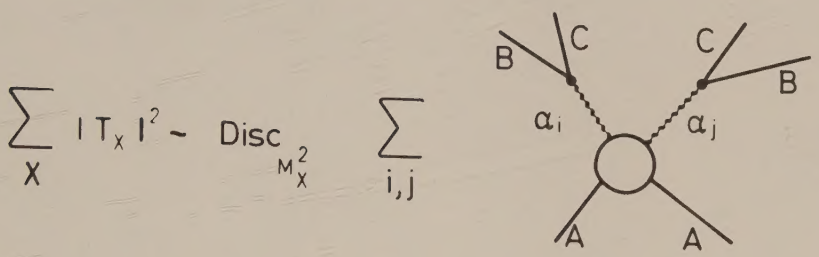
a)

Amplitude de diffusion du processus quasi 2 corps



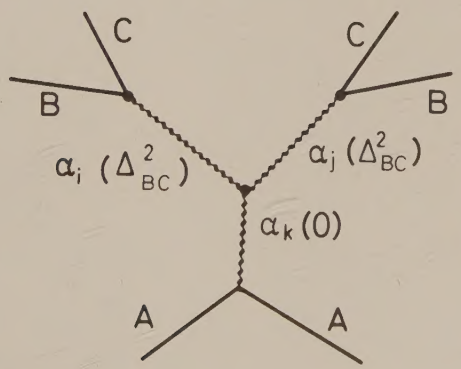
b)

Section efficace du processus quasi 2 corps



c)

Section efficace du processus inclusif A+B ⟶ C+X



d)

Le triple Regge.

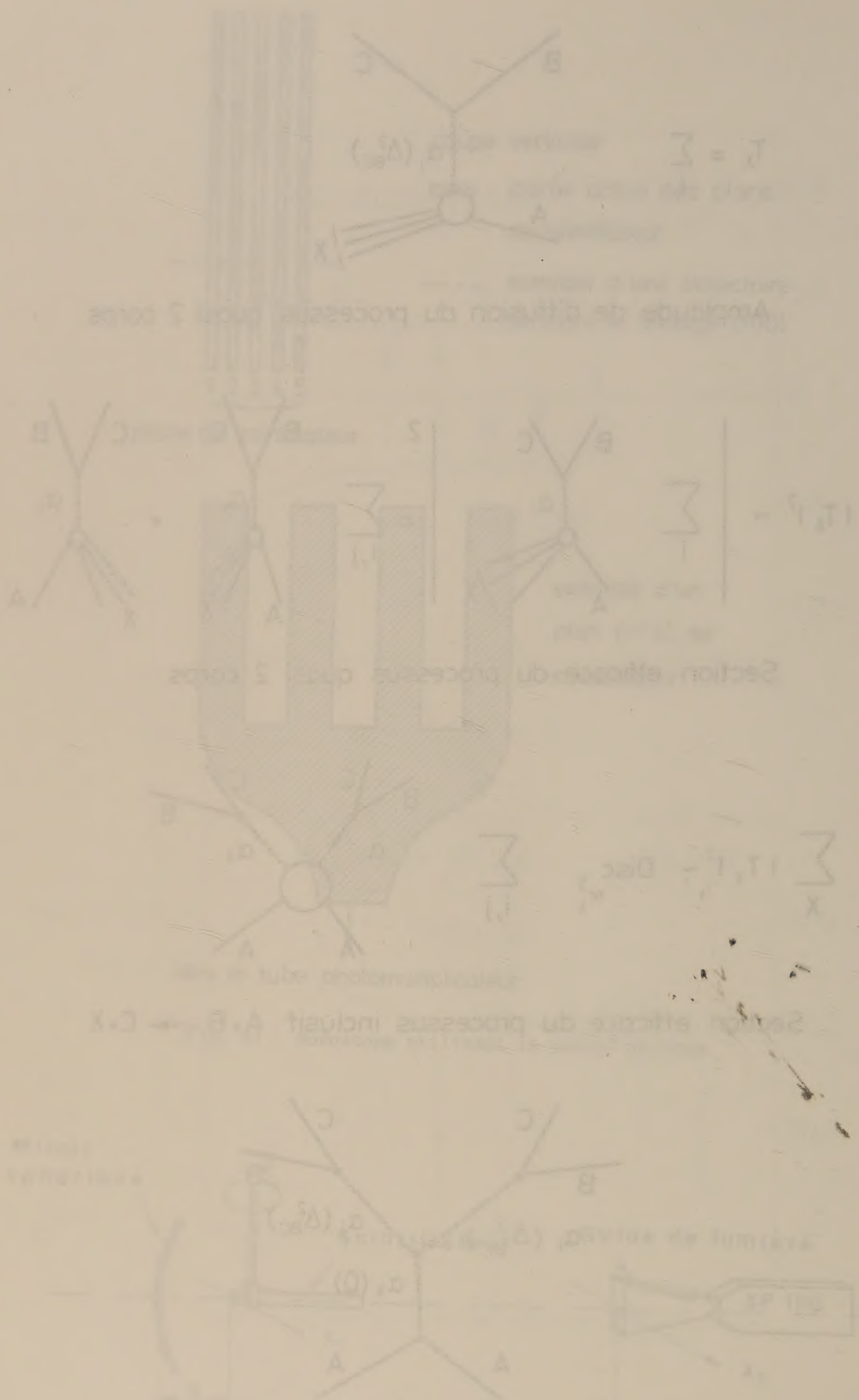



Fig. 43 Le modèle de triple Regge